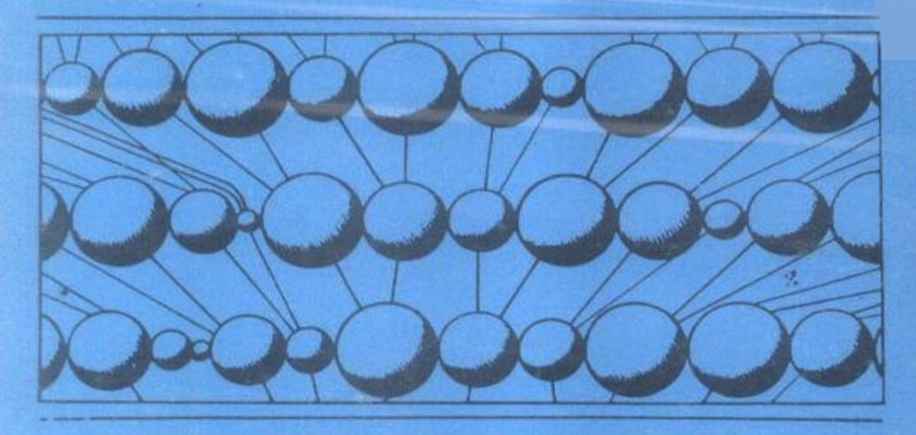
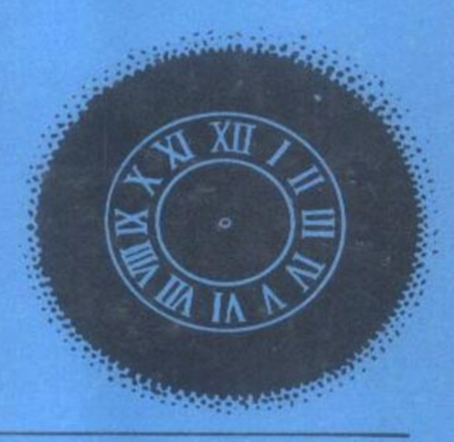
ciencia popular



Cómo explotó el Universo

I. Nóvikov



En la obra se cuenta cómo la cosmología moderna resuelve uno de los enigmas más grandes de la Naturaleza: la gigantesca explosión que tuvo lugar hace quince mil millones de años.

Editorial · Mir · Moscú

Cómo explotó el Universo

И. Д. НОВИКОВ

КАК ВЗОРВАЛАСЬ ВСЕЛЕННАЯ

ИЗДАТЕЛЬСТВО «НАУКА» МОСКВА

I. Nóvikov
Cómo explotó el Universo



EDITORIAL MIR MOSCÚ

Traducido del ruso por D. Yu. Okúlik

Impreso en la URSS

На испанском языке

ISBN 5-03-000688-5

Índice

Prefacio

En la historia de la Humanidad la aspiración de «contar las estrellas», en otras palabras, construir la imagen del mundo, nunca dejaba en paz a la gente y, a pesar de lo insignificante que era el total de los conocimientos del hombre, siempre se encontraban entre la Humanidad pensante... sabios que, basándose en datos científicos trataban de reconstruir la imagen del mundo.

A. Friedmann

Por supuesto, el lector sabe que vivimos en un Universo que se expande. La determinación de este asombroso hecho fue uno de los principales logros de la ciencia del siglo XX. «Pero ¿es posible que el Universo haya explotado? —se preguntará el lector — y de ser cierto, entonces, ¿cómo y por qué ha ocurrido esto?». La cosmología moderna —la ciencia sobre el Universo— pretende responder a estas preguntas. Así es, el Universo ha explotado, aunque esta «Gran explosión» fue excepcional.

En un pasado no muy lejano la idea del Universo no estacionario provocaba tanto burlas, como ataques. Y no hay nada asombroso en ello. Cada una de las nuevas conquistas de la ciencia pasa un período seme-

jante. No obstante, en este caso el problema se refería a la naturaleza de todo el mundo circundante, se relacionaba con los problemas de la concepción del mundo. La gravedad de la contradicción residía también en que la idea de la armonía inalterable del mundo durante milenios parecía inconmovible tanto en la ciencia (a pesar del cambio de unas teorías por otras), como en el arte, que reflejaba las emociones e impresiones de la gente. «Los cielos duran de eternidad a eternidad». Esta sentencia, quizás, revela con exactitud la sensación conciente o subconciente de un materialista de épocas históricas pasadas, cuando él se ponía a meditar sobre el mundo que lo rodeaba. El estudio de los sistemas de los cuerpos celestes, con su riguroso movimiento por una órbita determinada, sólo fortalecía esta convicción. Nosotros vivimos en uno de estos sistemas —el Sistema solar— que puede ser un modelo de estabilidad. No en vano la mecánica celeste se enorgullece con razón por su pronóstico de las posiciones de los planetas con escrupulosa exactitud y por adelantado para milenios. El mundo en su conjunto se representaba como cierto reloj ideal, muy complejo, con la eterna rotación de las innumerables ruedecillas. Las ideas de la aparición y el desarrollo en la astronomía antes del siglo XX eran o demasiado tímidas y sin una preparación adecuada o simplemente ingenuas. Teóricamente el estado no estacionario del Universo fue pronosticado por el matemá-

tico soviético A. Friedmann en los años 1922—1924 y descubrió la expansión del Universo el astrofísico estadounidense E. Hubble en el año 1929. La imagen del Universo invariable se desmoronó. «La idea era majestuosa, pero creaba cierta sensación de incomodidad» —escribe sobre el descubrimiento de la expansión del Universo el escritor humorista y científico economista canadiense S. Leacock.

En nuestros tiempos las dudas sobre la expansión del Universo desaparecieron. Los científicos de la generación mayor ya se acostumbraron a este hecho «descabellado» a primera vista. Las nuevas generaciones que viven en estos tiempos frenéticos de los descubrimientos más asombrosos de la segunda mitad del siglo XX, no ve en absoluto en la invariabilidad del Universo algo inaceptable para el sentido común.

Sobre el Universo en expansión se han publicado muchas obras de divulgación (incluidos los libros del autor). Seguramente, no valdría la pena escribir sobre ello una vez más.

No obstante, en los últimos años la cosmología se aproximó a la solución de problemas monumentales que hace poco tiempo eran completamente inaccesibles para una rigurosa investigación. ¿Por qué el Universo comenzó a expansionarse? ¿Cuáles eran en aquel entonces las propiedades del espacio y el tiempo? ¿Con qué procesos en el momento de comienzo de la expansión se explican las propiedades más generales

(y, como veremos, muy asombrosas) del Universo? ¿Por qué hay sustancia en el Universo? ¿Existen otros Universos? Y, por último, ¿por qué el Universo es precisamente así como lo observamos y no posee otras propiedades? ¿En qué terminará la Gran explosión que observamos? Esta relación puede ser continuada.

No todos los problemas enumerados están resueltos definitivamente. La mayoría de ellos son el campo de acción del trabajo más activo de los estudiosos. La finalidad de este libro es exponer, en forma accesible y en la medida de lo posible, cuánto se hizo y cómo y qué se está haciendo. Se sobreentiende que en este caso es necesario tratar también algunos problemas de la teoría misma del Universo en expansión, ya descritos de manera más o menos detallada anteriormente. Sin ello, muchos de los fenómenos de los que se tratan en el libro serían incomprensibles. El objetivo principal de la obra que se ofrece es el de llevar al lector a los primeros instantes del asombroso mundo, el cual hoy observamos.

El libro está destinado para los alumnos de los grados superiores de escuelas secundarias, estudiantes universitarios y para todos aquellos que se interesan por los resultados modernos de una de las ramas más cautivantes de la ciencia. No se supone que el lector ha de tener conocimientos especiales, además de los que se imparten en escuelas secundarias en física, astronomía y matemáticas.

Introducción

La aspiración de representar la estructura de todo el mundo que nos rodea siempre fue una de las necesidades indispensables de la Humanidad en su desarrollo. ¿Qué estructura tiene el mundo? ¿Por qué existe? ¿De dónde apareció? Son ejemplos de eternas preguntas. Estas preguntas se planteaban los hombres todavía en aquellos tiempos cuando aún no existía la verdadera ciencia y luego, cuando el conocimiento que surgía y se iba fortaleciendo comenzó su interminable avance en búsqueda de la verdad.

En cada etapa histórica predominaban diversas concepciones sobre el Universo. Estas concepciones reflejaban aquel nivel de conocimientos y experiencia en el estudio de la naturaleza, el que se alcanzaba en la correspondiente etapa de desarrollo de la sociedad. A medida que se ampliaban la escala espacial (y de tiempo) de la parte del Universo conocida por el hombre, también se iban cambiando las concepciones cosmológicas. Como primer modelo cosmológico con argumentación matemática

puede ser considerado el sistema geocéntrico del mundo de Ptolomeo (siglo II). En el sistema de Ptolomeo en el centro del Universo estaba inmóvil la Tierra esferoidal, y a su alrededor giraban la Luna, el Sol y los planetas, movidos por un complejo sistema de circunferencias —«epiciclos» y «diferencias»—, y además, todo esto estaba dentro de una esfera de estrellas inmóviles. Hay que subrayar que el sistema pretendía describir todo el mundo material, es decir, era precisamente un sistema cosmológico. Por más ingenuo que parezca ser este «todo el mundo» desde nuestro punto de vista contemporáneo, debemos señalar que en él había un grano racional, a saber: este sistema describía algunos aspectos en lo esencial correctamente. Por supuesto, la descripción correcta no se refería a todo el mundo, a todo el Universo, sino sólo a una pequeña parte de éste. ¿Qué es lo que era correcto en este sistema? Lo era la concepción de nuestro planeta como un cuerpo esferoidal, pendiente libremente en el espacio; lo era también el que la Luna gira alrededor de la Tierra. Todo lo restante, como se aclaró, no correspondía a la realidad. En aquel entonces la ciencia aún estaba en tal estado que, excluyendo algunas conjeturas geniales, no podía salir del círculo del sistema Tierra-Luna. El sistema del mundo de Ptolomeo dominó en la ciencia cerca de 1.500 años. Después fue sustituido por el sistema heliocéntrico del mundo de Nicolás Copérnico (siglo XVI).

La revolución que produjo en la ciencia la teoría de Copérnico, residía en primer lugar en el hecho de que nuestra Tierra fue reconocida un planeta como otro cualquiera. Desapareció toda contraposición de lo «terrenal» y lo «celestial». También el sistema de Copérnico se consideraba sistema de «todo el mundo». En el centro del mundo estaba el Sol, alrededor del cual giraban los planetas. Todo ello estaba en una esfera de estrellas inmóviles.

En realidad, como se sabe ahora, el sistema de Copérnico no era un «sistema del mundo», sino el esquema de la estructura del Sistema solar, y en este sentido era correcto.

En lo sucesivo la ampliación extraordinaria de la escala del mundo investigado, a consecuencia de la invención y perfeccionamiento de los telescopios redundó en beneficio de la concepción del Universo estelar. Por fin, al principio del siglo XX surgió la concepción sobre el Universo como de un mundo de galaxias (una metagalaxia). Analizando esta sucesión histórica de concepciones cosmológicas se observa claramente el siguiente fenómeno. Cada «sistema del mundo» en su esencia era un modelo del sistema más grande de cuerpos celestes que para ese entonces se había estudiado con más plenitud. Así, el sistema de Ptolomeo revelaba correctamente la estructura del sistema Tierra-Luna, el sistema de Copérnico era un modelo del Sistema solar, las ideas del modelo del mundo

estelar de W. Herschel y otros revelaban algunos rasgos de la estructura de nuestro sistema estelar —la Galaxia. Mas, cada uno de estos modelos pretendía en su tiempo ser la descripción de la estructura de «todo el Universo». Esta misma tendencia se observa ya a un nuevo nivel, como veremos, también en el desarrollo de la cosmología contemporánea en el siglo XX.

Cómo no recordar en este caso las palabras del famoso físico polaco M. Smoluchowski: «... es instructivo observar la inconstancia del destino de las teorías científicas. Estos son más interesantes que los veleidosos destinos de los humanos, puesto que cada uno de ellos incluye algo inmortal, aunque sea una partícula de la verdad eterna».

Veamos muy brevemente las etapas, por las que ha pasado en su desarrollo la ciencia sobre el Universo ya en nuestro siglo. La cosmología moderna surgió a principios del siglo XX después de haber creado A. Einstein la teoría relativista de la gravitación (teoría general de la relatividad, TGR).

El primer modelo cosmológico relativista, basado en la nueva teoría de la gravitación, que pretendía describir todo el Universo fue construido por A. Einstein en el año 1917. Sin embargo, el modelo describía el Universo estático y, como lo han comprobado investigaciones astrofísicas, resultó incorrecto.

El matemático soviético. A. Friedmann obtuvo en los años 1922—1924 las solucio-

nes generales de las ecuaciones de Einstein, aplicadas a la descripción de todo el Universo. Resultó que en el aspecto general, estas soluciones describían el Universo que va cambiando en el transcurso del tiempo. Los sistemas estelares que llenan el espacio no pueden hallarse en posición media a una distancia invariable uno de otro. Ellos deben ora alejarse, ora acercarse recíprocamente. Veremos más adelante que ello es consecuencia inevitable de la existencia de las fuerzas de gravitación, las que dominan en escalas cósmicas. La deducción de Friedmann significaba que el Universo debe o expansionarse, o contraerse. Como ya fue dicho en el prefacio, esta conclusión significaba una reestructuración radical de nuestras concepciones más generales sobre el Universo y no todos los intelectuales más progresistas de la humanidad lo comprendieron de inmediato y lo aceptaron. El astrónomo estadounidense. E. Hubble, basándose en observaciones astrofísicas, descubrió en el año 1929 la expansión del mundo de galaxias que nos rodea y la expansión del Universo, lo que confirma que las conclusiones de A. Friedmann eran correctas. Los modelos de Friedmann sirvieron de base para el posterior desarrollo de la cosmología. Como veremos más adelante, estos modelos describían el cuadro mecánico del movimiento de enormes masas del Universo y su estructura global. Si las imágenes cosmológicas anteriores estaban destinadas principalmente para descri-

bir la estructura del Universo que se observaba en el momento dado con un invariable, en término medio, movimiento de los mundos en éste, los modelos de Friedmann, en cambio, en su esencia eran evolucionistas, relacionando el estado actual del Universo con su historia anterior. En particular, de esta teoría se concluía que en un pasado lejano el Universo no se parecía en nada al que hoy observamos. En aquel entonces no había ni cuerpos celestes separados, ni sus sistemas, toda la sustancia era casi homogénea, muy densa y se expansionaba con rapidez. Sólo bastante tiempo después de esta sustancia surgieron las galaxias y sus cúmulos. Desde los finales de los años 40 de nuestro siglo, en cosmología la física de los procesos en diversas etapas de la expansión cosmológica atrae cada vez mayor atención.

En esos años fue propuesta por G. Gamow la llamada teoría del Universo caliente. En esta teoría se examinaban las reacciones nucleares que transcurrían en la sustancia muy densa en el mismo inicio de la expansión del Universo, suponiéndose que la temperatura de la sustancia era elevada (de aquí el nombre de la teoría) y se reducía durante la expansión. Y, a pesar de que en las primeras versiones de la teoría había considerables fallos —eliminados en lo sucesivo—, ésta pudo hacer dos pronósticos que pudieron ser comprobados con las observaciones realizadas. La teoría predecía que la sustancia, de la que se formaban las

primeras estrellas y galaxias, debía consistir básicamente de hidrógeno (aproximadamente en 75%) y helio (cerca de 25%), la existencia de otros elementos químicos era insignificante. La segunda conclusión de la teoría consistía en que en el Universo actual debe existir una débil radiación electromagnética, que ha quedado de la época de enorme densidad y temperatura de la substancia. Esta radiación, enfriada durante la expansión del Universo, fue denominada por el astrofísico I. Shklovski radiación relicta. Ambos pronósticos de la teoría se corroboraron brillantemente.

También en este período (finales de los años 40) aparecieron posibilidades de observación esencialmente nuevas en cosmología. Surgió la radioastronomía y después del comienzo de la era cósmica se desarrolló la astronomía roentgen, la astronomía gamma y otras. También aparecieron nuevas posibilidades en astronomía óptica. Actualmente, con diferentes métodos el Universo se investiga inclusive hasta distancias de varios miles de millones de parsecs. Recordaremos que el parsec (pc) es una unidad de distancia utilizada en astronomía y equivale aproximadamente a tres años luz ó $3 \cdot 10^{18}$ cm.

Los físicos estadounidenses A. Penzias y R. Wilson descubrieron en el año 1965 la radiación relicta, por lo que en el año 1978 fueron galardonados con el premio Nobel. Este descubrimiento demostró la veracidad de la teoría del Universo caliente.

La etapa contemporánea en el desarrollo

de la cosmología se caracteriza por la intensiva investigación del problema referente al comienzo de la expansión cosmológica, cuando las densidades de la materia y las energías de las partículas eran enormes. Aquí las ideas rectoras son los nuevos descubrimientos teóricos en física de la interacción de partículas elementales con energías muy grandes. Otro problema importante de la cosmología es el problema del surgimiento de la estructura del Universo: de los cúmulos de galaxias, las mismas galaxias, etc, a partir de la sustancia en expansión, casi homogénea en su principio.

La cosmología contemporánea fue edificada con el aporte de muchos científicos de todo el mundo. Aquí mencionaremos el importante papel de las escuelas científicas creadas en la URSS por los académicos V. Guínzburg, Ya. Zeldóvich, E. Lifshits, M. Márkov e I. Jalátnikov.

Se debe subrayar el papel determinativo de las observaciones astrofísicas en el desarrollo de la cosmología moderna. Sus deducciones y conclusiones se verifican mediante observaciones directas e indirectas.

Hoy podemos juzgar sobre la estructura y la evolución del Universo que observamos con el mismo grado de fiabilidad con el que juzgamos sobre la estructura y la evolución de las estrellas y de la naturaleza de otros cuerpos celestes.

Recordaremos al lector que los sistemas estelares —las galaxias— consisten en cien-

tos de miles de millones de estrellas. Con frecuencia sus dimensiones alcanzan decenas de miles de parsecs. A su vez, las galaxias se reúnen en grupos y cúmulos. Las dimensiones de grandes cúmulos pueden ascender a varios millones de parsecs (Mpc). Aun existen mayores por su escala condensaciones y rarefacciones en la distribución de galaxias. No obstante, comenzando por una escala de varios cientos de millones de parsecs y mayor, la distribución de la substancia en el Universo se puede considerarla homogénea.

1. Cómo se construyen los modelos del Universo

¿Qué significa construir un modelo del Universo? La respuesta más general a esta pregunta es la siguiente: es imprescindible hallar las ecuaciones que abarquen los parámetros que caracterizan las propiedades de todo el Universo y luego resolver estas ecuaciones. Pero ¿cómo se pueden escribir ciertas ecuaciones para todo el Universo? En este y los capítulos siguientes mostraremos cómo se hace esto. Se entiende que al emplear la palabra «modelo» tenemos en cuenta que destacaremos ciertas propiedades fundamentales, las que nos interesan en primer lugar. Es evidente que cualquier fenómeno es ilimitadamente variado y ningún sistema de ecuaciones es capaz de describir todos sus rasgos. Lo expuesto es cierto más todavía para el Universo. Por ello el método común de modelar algún fenómeno es distinguiendo en éste lo principal, lo típico.

Cuando hablamos del Universo, en primer lugar nos interesa la distribución en la escala más grande de la substancia y su movimiento. De eso resulta que tendremos

que elaborar un modelo matemático capaz de describir la distribución de la substancia en el espacio y su movimiento. En lo tocante a la distribución de la substancia en grandes escalas, como ya se ha dicho, ésta puede considerarse con buena exactitud homogénea en el espacio. No hay en el Universo tampoco ciertas direcciones destacadas. Como se dice, nuestro Universo es homogéneo e isótropo. ¿Qué es lo que determina el movimiento de la substancia en escalas cósmicas? Claro está, en primer lugar son las fuerzas de atracción universal, las que dominan en el Universo. O, como también las llamamos, fuerzas de gravitación.

Así pues, para construir el modelo del Universo es menester utilizar las ecuaciones de gravitación. La ley de gravitación universal fue establecida por I. Newton. Su vigencia fue confirmada en el correr de los siglos por las más diversas observaciones astronómicas y experimentos de laboratorio. No obstante, A. Einstein ha demostrado que la ley de gravitación de Newton sólo rige en campos gravitacionales relativamente débiles, en tanto que para los campos fuertes se debe utilizar la teoría relativista de la gravitación —la teoría general de la relatividad. ¿Qué campos, en este caso, se deben considerar suficientemente fuertes? La respuesta es la siguiente: si el campo gravitatorio acelera el cuerpo que cae en él hasta las velocidades próximas a la velocidad de la luz, este campo se debe

considerar fuerte. ¿Cuál es la fuerza del campo gravitacional en el Universo? Es fácil demostrar que allí los campos deben tener intensidad enorme.

Consideramos que la substancia está distribuida homogéneamente en el espacio con una densidad ρ y en éste imaginémonos

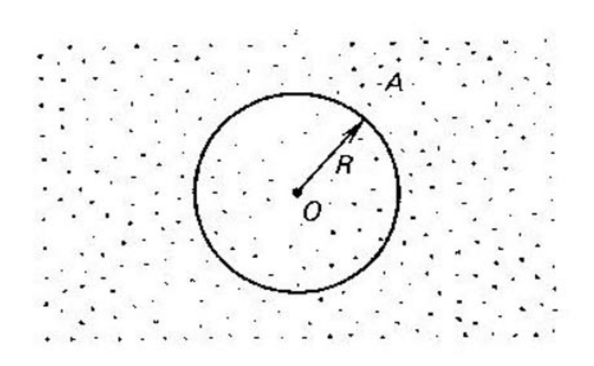


Fig. 1. Un globo situado en el Universo homogéneo.

un globo arbitrario con un radio R (fig. 1). La masa de este globo es $M = {}^4/_3\ \pi R^3\rho$. Calculemos por la ley de Newton la fuerza gravitacional creada por la masa M en la superficie del globo:

$$F = \frac{GM}{R^2} = \frac{4}{3}\pi G\rho R. \qquad (1.1)$$

Aquí G es la constante gravitacional de Newton. Para obtener la última igualdad en (1.1) en lugar de M fue introducida su expresión aducida arriba. Vemos en este caso que en el Universo homogéneo la fuerza F

es tanto mayor, cuanto mayor sea R. Si para un globo pequeño la fuerza es pequeña y puede ser calculada por la fórmula de Newton, entonces cuando analizamos R cada vez más grandes, la fuerza crece ilimitadamente y llega a ser muy grande. En este caso ya es necesario utilizar las ecuaciones de Einstein.

Como se dijo en la Introducción, A. Friedman utilizó para la elaboración del modelo del Universo las ecuaciones de Einstein. Sin embargo, muchos años después se aclaró que, para la construcción de la mecánica del movimiento de masas en el Universo homogéneo no hay necesidad de emplear el complicadísimo aparato matemático de la teoría de Einstein. Esto fue demostrado por E. Milne V. McCrea en al año 1934. El motivo de esta asombrosa posibilidad radica en lo siguiente. La cubierta material esférica simétrica no crea ningún campo gravitacional en toda su cavidad interior.

Aquí lo demostraremos en el ejemplo de la teoría de Newton.

Analicemos una esfera material (fig. 2). Comparemos las fuerzas de gravitación que atraen el cuerpo de la masa m (que se halla en un punto arbitrario dentro de la esfera) en direcciones opuestas a y b. La dirección de la línea ab, que pasa a través de m es arbitraria. Estas fuerzas son creadas por la substancia contenida en los sectores de la esfera que tienen forma de estrechos conos con iguales ángulos en sus vértices. Las áreas de las superficies cortadas por estos

estrechos conos son proporcionales a los cuadrados de las alturas de los mismos. Esto quiere decir que el área S_a de la superficie a

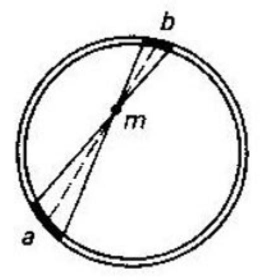


Fig. 2. Para el cálculo de las fuerzas de atracción dentro de una esfera material (véase el texto).

y el área de la superficie b se relacionan como cuadrados de las distancias r_a y r_b desde m hasta la superficie de la esfera:

$$\frac{S_a}{S_b} = \frac{r_a^2}{r_b^2}. \qquad (1.2)$$

Pero, ya que la masa se considera uniformemente distribuida por la superficie de la esfera, para las masas de las superficies a y b obtenemos la misma relación:

$$\frac{M_a}{M_b} = \frac{r_a^2}{r_b^2}. \qquad (1.3)$$

Ahora se puede calcular la relación de las fuerzas con las que las superficies cortadas atraen el cuerpo. Estas fuerzas se escriben de acuerdo con la ley de Newton de la siguiente manera:

$$F_a = \frac{GM_a m}{r_a^2}, \quad F_b = \frac{GM_b m}{r_b^2}. \qquad (1.4)$$

Su relación es

$$\frac{F_a}{F_b} = \frac{M_a r_b^2}{M_b r_a^2}. \qquad (1.5)$$

Colocando en (1.5) en lugar de $\frac{M_a}{M_b}$ su valor de (1.3), hallamos

$$F_a = F_b. \qquad (1.6)$$

Por consiguiente, las fuerzas son iguales por el valor absoluto, están dirigidas hacia lados opuestos y se equilibran. Lo mismo se puede repetir también para otras direcciones. Por tanto, las fuerzas dirigidas en sentido opuesto se equilibran y la fuerza resultante que actúa sobre m es igual a cero. El punto en el que está dispuesto el cuerpo m es arbitrario. Por consiguiente, dentro de la esfera en realidad no hay fuerzas de gravitación.

Ahora encaremos el análisis de las fuerzas de gravitación en el Universo. En la Introducción fue dicho que en escalas grandes la distribución de la substancia en el Universo se puede considerar homogénea. En este capítulo analizaremos siempre sólo grandes escalas y por ello consideraremos la substancia homogénea.

Volvamos a la fig. 1. Examinemos inicialmente las fuerzas de gravitación creadas en la superficie del globo sólo por la substancia del mismo globo y no consideraremos por ahora toda la substancia restante del Universo. Supongamos que el radio del globo ha sido elegido no muy grande, de tal

modo que el campo gravitacional, creado por la substancia del globo, es relativamente débil y es utilizable la teoría de Newton para calcular la fuerza de gravitación. Entonces las galaxias que se encuentran en la esfera límite serán atraídas al centro del globo con una fuerza directamente proporcional a la masa del globo M e inversamente proporcional al cuadrado de su radio R.

Ahora recordemos toda la substancia restante del Universo fuera del globo y tratemos de tener en cuenta las fuerzas de gravitación que éste crea. Para ello analizaremos sucesivamente las cubiertas esféricas con un radio cada vez más grande que circundan el globo. Mas ya hemos mostrado arriba que las capas esféricas simétricas de substancia no crean ningunas fuerzas gravitacionales dentro de la cavidad. Por consiguiente, todas esas cubiertas esféricas simétricas (es decir, toda la substancia restante del Universo) no añadirán nada a la fuerza de atracción, la que experimenta la galaxia A en la superficie del globo hacia su centro O.

Como ya se ha dicho, esta misma conclusión es justa también para la teoría de la relatividad. Ahora está claro por qué para la deducción de las leyes del movimiento de las masas en el Universo homogéneo es posible utilizar la teoría de Newton y no la de Einstein. Hemos elegido un globo lo suficientemente pequeño para poder aplicar la teoría de Newton para calcular las fuerzas gravitacionales creadas por su substancia.

Las masas restantes del Universo que rodean el globo no influirán en absoluto en las fuerzas gravitacionales de éste. Pero ¡no hay ningunas otras fuerzas en general en el Universo homogéneo! Lo podrían ser las fuerzas de presión de la substancia. Pero aun si hay presión (y veremos que en un pasado remoto la presión en el Universo era enorme), ésta no crea una fuerza hidrodinámica. Es que una fuerza así sólo surge en virtud de la diferencia de presión al cambiar la altura. Recordemos que nosotros no sentimos la considerable presión de nuestra atmósfera a causa de que dentro de nosotros el aire crea una presión idéntica. No hay ninguna diferencia de presión y, por consiguiente, no hay fuerza. Mas nuestro Universo es homogéneo. Esto significa, que en cualquier momento de tiempo tanto la densidad ρ, como la presión P (si hay presión) son iguales en todos los lados y no puede haber ningún salto de presiones.

Así, pues, para determinar la dinámica de la substancia de nuestro globo sólo es relevante la gravitación de su masa, que se determina por la teoría de Newton *).

Pero el Universo es homogéneo. Ello significa que todas sus regiones son equiva-

---

*) Más adelante (ver capítulo 12) veremos que si la presión es grande, también ésta aporta en la creación del campo gravitacional y en este sentido hay diferencias respecto de la teoría de Newton inclusive para un globo pequeño. Pero esta aclaración ahora no es importante para nosotros, puesto que en el Universo de hoy la presión no es grande.

lentes. El globo lo hemos situado en un lugar arbitrario. Si determinamos el movimiento de la substancia en este globo y hallamos cómo varían en él la densidad y la presión, entonces con ello hallaremos el cambio de estos valores en cualquier otro lugar en todo el Universo. Este es ahora nuestro objetivo.

2. Ecuación que dirige la dinámica del Universo

Escribamos ahora la propia ecuación que determina la dinámica de nuestro globo.

Volvamos otra vez a la fig. 1. Calculemos la aceleración que tiene, bajo la acción de la gravitación de la masa de todo el globo, la galaxia A, que se halla en su límite, en relación a otra galaxia O, ubicada en su centro. De acuerdo con la ley de Newton ésta es

$$a = -\frac{GM}{R^2}. \qquad (2.1)$$

El signo «menos» significa que la aceleración corresponde a la atracción y no a la repulsión.

Así que dos galaxias cualesquiera que se hallan en el Universo homogéneo a una distancia R experimentan una aceleración relativa (negativa) a, que nos da la fórmula (2.1). Esto significa que el Universo debe ser no estacionario. Efectivamente, si nos imaginásemos que en cierto momento de tiempo las galaxias están en reposo y no se

mueven y la densidad de la substancia en el Universo no varía, entonces en el momento siguiente las galaxias obtendrían velocidades bajo la acción de la gravitación recíproca de toda la substancia, puesto que existe la aceleración gravitacional que se desprende de la fórmula (2.1).

Así que el reposo de las galaxias una respecto a otra sólo es posible por un instante. En el caso general las galaxias deben moverse: ellas deben acercarse o alejarse recíprocamente y el radio del globo R (ver fig. 1) debe variar con el tiempo, también con el tiempo debe variar la densidad de la substancia.

El Universo debe ser no estacionario puesto que en él actúa la gravitación, esa es la principal conclusión de la teoría.

¿Cómo deben moverse concretamente las galaxias, cómo debe cambiar la densidad, tendrá lugar la expansión o la contracción?

Esto depende no sólo de las fuerzas de gravitación que rigen el movimiento. Estas fuerzas dan la aceleración, o más exactamente, el frenado (el signo «menos» de la fórmula (2.1)), es decir, indican cómo cambiará la velocidad con el tiempo. Es evidente que hay que saber la velocidad en cierto momento y luego, conociendo la aceleración, es posible calcular cómo variarán las velocidades con el correr del tiempo. Si en algún momento se establece reposo de las galaxias, entonces en los momentos posteriores las galaxias comenzarán a acercarse y el Universo se contraerá. Si en un momen-

to inicial se les da a las galaxias velocidades de tal modo que ellas se alejen una de otra, obtendremos un modelo del Universo en expansión frenada por la gravitación.

El valor de la velocidad en algún momento la teoría de la gravitación no puede darlo por sí misma, se puede obtenerlo a base de observaciones o de la teoría que aclarara la causa de surgimiento de las velocidades iniciales, o sea, la causa de la Gran explosión. Más adelante abordaremos estos problemas.

La ecuación (2.1) es la ecuación principal que determina la dinámica del Universo. Su solución dará la dependencia del radio del globo R (y su volumen) respecto del tiempo t. Para poder hallar cómo cambia la densidad de la substancia con el tiempo, hay que saber cómo cambia la densidad al variar el volumen del globo. En el caso cuando no hay presión o ésta es pequeña (y ahora este es el caso que vamos a analizar), esta dependencia es muy simple, a saber, la densidad ρ es inversamente proporcional al volumen V: $\rho V = \text{const}$. Conociendo la variación del radio R en función de t, obtendremos el movimiento relativo de cualesquiera partículas de la substancia (que son las galaxias o sus aglomeraciones). Efectivamente, podríamos situar el centro del globo en cualquier parte y atribuirle dimensiones arbitrarias.

Durante la expansión todas las partículas se alejan unas de otras y durante la contracción se acercan. No hay ningún centro de

expansión o contracción, todos los movimientos de las partículas son relativos *).

La solución de la ecuación (2.1) con unas u otras suposiciones en su esencia viene a ser la construcción del modelo mecánico del Universo.

Sólo haremos una salvedad importante. El radio del globo se elegía lo suficientemente pequeño para que pudiera ser justa la teoría de la gravitación de Newton. Más adelante, en el capítulo 10 veremos que en el Universo real estas distancias «suficientemente pequeñas» en efecto son enormes. Para calcular el movimiento relativo de la substancia en los límites de estas distancias y para calcular el cambio de la densidad con el tiempo la teoría de Newton es suficiente.

Pero si queremos estudiar escalas más grandes aún, nos veremos obligados a tener en cuenta lo nuevo que nos da la teoría general de la relatividad en comparación con la teoría de Newton. El rasgo nuevo más importante es la influencia de la gravitación y el movimiento de la substancia en las propiedades geométricas del espacio tridimensional, en su «curvatura» (en adelante explicaremos de qué se trata). Por ello cuando se habla de la elaboración del modelo del Universo, se tiene en cuenta no sólo la dinámica del movimiento de las masas, sino también la determinación de las propiedades geométricas del espacio. En la teoría de Friedmann para determinar la

*) Este problema se analiza con más detalles en: *I. Nóvikov.* Evolución del Universo (en ruso).

«curvatura» del espacio hay una ecuación más. Este problema lo encararemos en el capítulo 10, y ahora volvamos a la dinámica, a la ecuación (2.1).

Ahora veremos cómo los teóricos construyen los modelos concretos. Por supuesto, sólo podemos contar de ciertos principios. El propio trabajo de los científicos es difícil y multiforme y requiere una preparación profesional muy elevada y complicada. Las diversas soluciones que dan los distintos modelos se obtienen en dependencia de las hipótesis formuladas. Cuál es el modelo que corresponde al Universo real depende del hecho de hasta qué punto las suposiciones hechas responden a la situación verdadera. Claro, es posible que las diferentes etapas de la evolución del Universo se describan con distintos modelos. Algunas soluciones de ecuaciones pueden resultar completamente abstractas que no tienen relación con nuestro Universo. Por otra parte, como lo ha demostrado la experiencia de desarrollo de la cosmología, con frecuencia las soluciones que parecían abstractas y ajenas a la realidad, de pronto resultaban tener un sentido profundo y podían explicar algunas situaciones en el Universo. También trataremos estas circunstancias.

3. El modelo de Einstein

El primer modelo cosmológico fue construido por A. Einstein en el año 1917, poco después de haber creado la teoría

general de la relatividad. La conclusión básica de su teoría, aplicada al Universo, en su esencia se reducía a la ecuación (2.1). No obstante, A. Einstein no podía aceptar esta conclusión. Es que de ella se deducía que el Universo era no estacionario. El creador de la teoría general de la relatividad no podía aceptar eso. El consideraba, así como todos en aquel entonces, que el Universo debía ser estacionario y no podía evolucionar en una dirección determinada. Recordaremos que el modelo se había creado más de diez años antes del descubrimiento de E. Hubble. Por lo visto, A. Einstein no sabía nada de las grandes velocidades de algunas galaxias, las cuales en aquel tiempo ya habían sido medidas. Además, en aquel tiempo no había aún pruebas fiables de que las galaxias en realidad eran lejanos sistemas estelares. Exponiendo su modelo, Einstein escribía: «Lo más importante de todo lo que sabemos de la experiencia sobre la distribución de la materia reside, en que las velocidades relativas de las estrellas son muy pequeñas en comparación con la velocidad de la luz. Por eso supongo que en un principio es posible tomar como base de nuestras reflexiones la siguiente conjetura aproximada: existe un sistema de coordenadas y se puede considerar que respecto de él la materia se halla durante largo tiempo en reposo».

¿Cómo conciliar la conclusión sobre el estado estacionario con la ecuación (2.1)? A. Einstein llegó a la conclusión de que

para equilibrar las fuerzas de gravitación se debe introducir en el Universo las fuerzas de repulsión. En concreto, él no sabía qué fuerzas eran éstas. Pero la idea del Universo estacionario pesaba tanto en él que sin vacilaciones las introdujo en su teoría.

Argumentos más importantes aún para introducir estas fuerzas se deducían, según opinaba. A. Einstein, de las razones relacionadas con las tentativas de explicar el origen de las fuerzas de inercia. Sin embargo en el libro no veremos estos problemas. ¿Cuáles deben ser las propiedades de las hipotéticas fuerzas de repulsión?

Para hallar la respuesta acudamos a la ecuación (2.1). Ante todo escribamos esta ecuación sustituyendo en ella la masa del globo M por la expresión $M = {}^4/_3\ \pi R^3 \rho$. Entonces para las fuerzas de gravitación obtendremos

$$a_{\text{grav}} = -\frac{4}{3}\pi G \rho R. \qquad (3.1)$$

Para equilibrar la gravitación, la aceleración creada por la fuerza de repulsión, debe ser igual a a_{grav} por el valor absoluto y opuesta por el signo:

$$a_{\text{rep}} = -a_{\text{grav}} = \frac{4}{3}\pi G \rho R. \qquad (3.2)$$

De esta manera la fuerza de repulsión debe ser directamente poporcional a la distancia.

Partiendo de estas consideraciones Einstein introdujo la fuerza cósmica de repul-

sión, la que hacía el mundo estacionario. Esta fuerza es universal: ella no depende de la masa de los cuerpos, sino de la distancia que los separa. La aceleración que esta fuerza comunica a cualesquiera cuerpos separados a una distancia R, debe ser proporcional a la distancia y por consiguiente anotarse de la siguiente forma

$$a_{rep} = \mathrm{const} \cdot R. \qquad (3.3)$$

Conociendo la densidad media ρ de todos los tipos de substancia en el Universo, por las fórmulas (3.2) y (3.3) es posible hallar el valor numérico de la aceleración de la repulsión. Más adelante veremos que ρ es próximo al valor $\rho = 10^{-29}$ g/cm^3. Y para a_{rep} obtenemos

$$a_{rep} \approx 3 \cdot 10^{-36} R \ \mathrm{cm/s^2}. \qquad (3.4)$$

La constante numérica en la fórmula (3.4) o, con más exactitud, el valor que se obtiene de la división de la constante triplicada por el cuadrado de la velocidad de la luz (esta elección es cómoda para los cálculos), se llama constante cosmológica y se designa por la letra Λ. Así, de acuerdo con la idea de Einstein

$$\Lambda = 10^{-56} \ \mathrm{cm}^{-2}. \qquad (3.5)$$

Las fuerzas de repulsión —si existen en la naturaleza— podrían ser descubiertas en experimentos de laboratorio bastante exactos. Pero el insignificante valor de Λ hace que la tarea de su descubrimiento en un laboratorio sea absolutamente irreali-

zable. Efectivamente, esta aceleración es proporcional a la distancia R y en pequeñas escalas es ínfima. Es fácil calcular que durante la caída libre del cuerpo sobre la superficie de la tierra la aceleración adicional es en 10^{30} veces (!) menor que la aceleración de caída libre. Inclusive en la escala del Sistema solar o de toda nuestra Galaxia estas fuerzas son ínfimamente pequeñas en comparación con las fuerzas de gravitación. Así, no es difícil calcular que la aceleración que se le comunica a la Tierra por la gravitación del Sol es igual a $a = 0{,}5\ \text{cm/s}^2$. En este caso para el cálculo de a_{rep} introducimos en (3.4) la distancia entre la Tierra y el Sol $R = 1{,}5 \cdot 10^{13}$ cm y tenemos $a_{\text{rep}} \approx 5 \cdot 10^{-23}\ \text{cm/s}^2$, lo que es en 10^{22} veces menor que a_{grav}. Se entiende que esta repulsión no influye de ningún modo en el movimiento de los cuerpos del Sistema solar y puede ser detectada sólo investigando el movimiento de las galaxias más alejadas que es posible observar.

De esta forma en las ecuaciones de gravitación de Einstein apareció la constante cosmológica, la que describe las fuerzas de repulsión del vacío. La acción de estas fuerzas es tan universal, como la de las fuerzas de la gravitación universal, es decir, no depende de la naturaleza física del cuerpo en el que se revela, por ello es lógico denominar esta acción gravitación del vacío, aunque generalmente por gravitación se entiende la atracción y aquí tratamos de la repulsión.

Pasados unos años después del trabajo de Einstein fue creada por A. Friedmann la teoría del Universo en expansión. Inicialmente A. Einstein no aceptaba las conclusiones del matemático soviético, pero luego las reconoció completamente. Después de aceptar Einstein la teoría de Friedmann, comenzó a inclinarse hacia la idea de que el término Λ no se debe introducir en las ecuaciones de gravitación, si su solución para todo el mundo es posible obtenerla sin este término.

Después de que E. Hubble descubrió la expansión del Universo aparentemente no había ningún motivo para suponer que en la naturaleza existían fuerzas cósmicas de repulsión. Es verdad que la solución que describe el mundo en su expansión también puede obtenerse para las ecuaciones con el término Λ. Para ello es suficiente suponer que las fuerzas de gravitación y repulsión no compensan con exactitud las unas a las otras: entonces la fuerza que predomina impondría el carácter no estacionario. Eso fue revelado ya en los primeros trabajos de Friedmann. Las observaciones del corrimiento hacia el rojo *) en los tiempos de Hubble no eran lo suficientemente exactas para poder determinar cuál era la solución que se realizaba en la naturaleza: con el término Λ o sin éste. Pero, a pesar de ello, muchos

---

*) Llámase corrimiento hacia el rojo al enrojecimiento de la luz provocado por el alejamiento de la fuente luminosa (véase más adelante, pág. 49).

físicos miraban con hostilidad el término Λ en las ecuaciones, puesto que éste complicaba la teoría y no era justificado en nada. Einstein y muchos otros físicos preferían escribir las ecuaciones de la gravitación sin el término Λ, es decir, considerando $\Lambda = 0$. Einstein llamó la introducción de la constante cosmológica en sus ecuaciones «el error más craso en mi vida».

En adelante ya veremos que lo que A. Einstein consideraba como error suyo, en realidad era un primer paso para la comprensión de algunas propiedades más importantes de la interacción física de partículas elementales, para la comprensión de la naturaleza del vacío —el vacío físico. Pero al principio de nuestro siglo la renuncia de Einstein del término Λ parecía natural.

No obstante, los cosmólogos de los años 30 no denegaron tan apresuradamente del término Λ. Y, como veremos más adelante, ellos tenían razón, aunque todo el problema resultó mucho más complejo de lo que se suponía en aquellos años ya lejanos.

Si queremos tener en cuenta las fuerzas de la repulsión cósmica en la ecuación de la dinámica del Universo, entonces debemos escribir la aceleración total $a = a_{grav} + a_{rep}$, y la ecuación adquiere la forma

$$a = -\frac{GM}{R^2} + \frac{\Lambda c^2}{3} R. \qquad (3.6)$$

Analizando esta ecuación es fácil notar una importante deficiencia de principio en el modelo de Einstein. Supongamos que los

sumandos de los segundos miembros equilibran exactamente el uno al otro y $a = 0$. Pero es suficiente que R varíe apenas un poco para que un sumando aumente y el otro se reduzca y a se diferencia del cero. Eso significa que si R comienza a variar, crecerá el desequilibrio. El reposo del modelo de Einstein es ilusorio, inestable, y los estados inestables no pueden realizarse en la naturaleza. Por ello el modelo de Einstein sin lugar a dudas no puede realizarse.

4. El Universo vacío

¿Qué pasaría si del Universo se quitase toda la substancia? Parece a primera vista que tal operación es completamente abstracta y el modelo obtenido sólo corresponderá a la fantasía desenfrenada de los teóricos. Mas veremos en adelante que esto es completamente distinto y no hay nada fantástico y menos aún ingenuo en esta operación. Como ya veremos (véase capítulo 27) en la historia del Universo, por lo visto, hubo un período cuando éste estaba prácticamente vacío, libre de la materia física común, y el modelo del Universo vacío describía entonces su evolución.

El modelo del Universo vacío fue construido por primera vez por el astrónomo holandés De Sitter en el año 1917. De Sitter fue, por decirlo así, «un astrónomo clásico». Dedicaba mucho tiempo a la exacta determinación de la posición de las estrellas en

el cielo y a la mecánica celeste, fue uno de los pioneros de las observaciones fotométricas masivas de las estrellas. Durante decenios estudiaba el movimiento de los satélites de Júpiter y creó la teoría de este movimiento, la que se utiiliza hasta ahora. De Sitter apreció de inmediato la enorme importancia que debía tener la teoría de Einstein en la astronomía en general y en la cosmología en particular. El modelo del Universo de De Sitter fue publicado el mismo año que el modelo de Einstein y ambos modelos pueden considerarse como una primera experiencia del empleo de la teoría general de la relatividad en la cosmología.

De este modo, siguiendo a De Sitter quitemos del Universo toda la substancia. Esto significa que $\rho = 0$, y por ello la masa del globo M en la ecuación (3.6) también es igual a cero. La ecuación (3.6) en este caso tendrá el aspecto siguiente

$$a = \frac{\Lambda c^2}{3} R. \qquad (4.1)$$

Los corolarios de esta ecuación son asombrosos. Situemos en nuestro Universo vacío dos partículas libres de prueba, a una distancia R una de la otra. Las partículas se llaman de prueba, ya que se supone que sus masas son lo suficientemente pequeñas para no influir en su movimiento relativo, y libres se llaman porque sobre ellas no actúa ninguna fuerza, a excepción de la gravitación provocada por el término Λ. En el Universo pueden serlo, por ejemplo, dos

galaxias dispuestas una de la otra bastante lejos. De acuerdo con la expresión (4.1) la gravitación negativa, descrita por el término Λ, obliga a ambas galaxias a alejarse una de la otra con una aceleración proporcional a la distancia R. Si por la aceleración hallamos la velocidad y luego el cambio de la distancia con el tiempo —el que no sabe hacerlo que nos crea bajo palabra—, entonces es fácil demostrar que la velocidad relativa de las partículas-galaxias crecerá vertiginosamente y al pasar un tiempo determinado la dependencia R en función de t se expresará por la fórmula

$$R = R_0 \exp\left(\sqrt{\frac{\Lambda}{3}} \cdot ct\right). \qquad (4.2)$$

Esta dependencia se llama exponencial y expresa el crecimiento extraordinariamente rápido de R en función de t.

¿Qué conclusión debemos hacer? En un Universo «casi vacío», o sea, un Universo en el cual es posible no tomar en cuenta la gravitación común de una galaxia a otra en comparación con la gravitación negativa del término Λ, las galaxias pueden adquirir grandes velocidades de alejamiento una de otra. Esta conclusión la obtuvo De Sitter en el año 1917. En ese tiempo él conocía sólo las velocidades de tres galaxias y no podía llegar a cierta resolución determinada sobre la veracidad de su teoría. Más adelante veremos que al Universo de hoy el modelo de De Sitter es poco probable de poderse aplicar, puesto que el término Λ

o es igual a cero, o es muy pequeño y la dinámica del Universo se determina por la gravitación común de la substancia. Pero este modelo resultó importante para describir el pasado lejano del Universo, cuando éste recién comenzaba a expansionarse (véase capítulo 27).

5. La predicción de Friedmann

Los modelos de Friedmann corresponden a las soluciones de la ecuación (3.6) sin ningunas limitaciones adicionales. Desde este punto de vista tanto el modelo de Einstein, como el de De Sitter son casos límites de los modelos de Friedmann. De acuerdo con los datos de observación modernos, lo más probable es que la constante cosmológica, la que jugaba un papel tan importante en los modelos descritos arriba. sea igual a cero o sea muy pequeña en el Universo de hoy y puede no tenerse en cuenta. Por ello en lo sucesivo al describir los modelos de Friedmann consideraremos $\Lambda = 0$. Entonces volvemos otra vez a la ecuación (2.1).

Si con ayuda de esta ecuación hallamos por la aceleración la velocidad, obtendremos la siguiente expresión:

$$v = \sqrt{\frac{2GM}{R} + A}. \qquad (5.1)$$

Aquí A es una magnitud constante, la que en función de las condiciones del problema puede adoptar cualquier valor: negativo,

cero o positivo. Observemos ahora con ayuda de la expresión (5.1) el destino de nuestro globo que tiene una masa M. Veremos cómo con el correr del tiempo cambia su radio R.

Consideremos que en cierto momento t_0 se conoce su dimensión R_0 y la velocidad de expansión de su superficie v_0. Entonces, introduciendo estas magnitudes en (5.1) hallaremos el valor de la constante A. Resulta que el destino del globo depende de que A sea positiva, igual a cero o negativa. Supongamos que $A > 0$. En este caso durante la expansión del globo crecerá su radio R. El primer sumando bajo la raíz en (5.1) disminuirá y se reducirá la velocidad v. Eso no es asombroso, pues la gravitación frena la dispersión. Pero la velocidad nunca será menor de $v = \sqrt{A}$. La velocidad de dispersión tiende a esta magnitud, cuando el radio del globo aumenta ilimitadamente: $R \rightarrow \infty$. Conque en el caso $A > 0$ el globo se expansiona infinitamente. No es difícil notar también cómo cambiaba el radio del globo R hasta el momento t_0. Entonces R era menor, por lo que era mayor la velocidad de dispersión. En general, el diagrama de cambio de R en función del tiempo se muestra en la fig. 3. En algún momento en el pasado la dispersión de la substancia del globo comenzó con una dimensión puntual $R = 0$. Es cómodo designar ese momento $t = 0$.

Analicemos ahora otro caso. Supongamos que en el momento t_0 las condiciones

iniciales son tales que, calculando por la fórmula (5.1), como resultado obtenemos $A < 0$. Es evidente que para ello con las mismas M y R_0 hay que representar v_0 notablemente menor que en el primer caso. Ahora la expansión del globo no puede continuar ilimitadamente. Realmente con el crecimiento de R el primer término bajo la

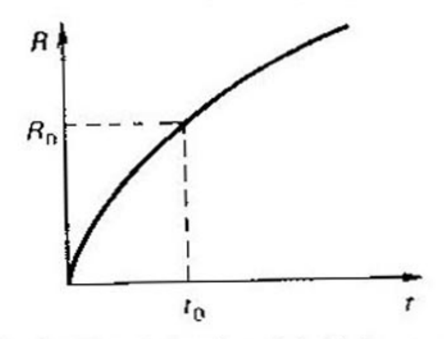


Fig. 3. Variación del radio del globo con el tiempo para $A > 0$.

raíz se reduce y al final de cuentas se igualará por su valor absoluto con A. En ese momento la velocidad de la superficie del globo v disminuirá hasta cero y la expansión, frenada por la gravitación, se detendrá. En lo sucesivo la gravitación irá contrayendo el globo. En general, el diagrama que representa el cambio de R en función del tiempo t, se muestra en la fig. 4. En cierto momento t_1 el globo vuelve a contraerse hasta un punto.

Por fin, es posible el caso intermedio: $A = 0$. En este caso la expansión del globo continúa ilimitadamente (fig. 5).

Es fácil darse cuenta por qué el destino del globo es diferente en los ejemplos examinados arriba. En el primer caso, cuando $A > 0$, la velocidad inicial dada v_0 es

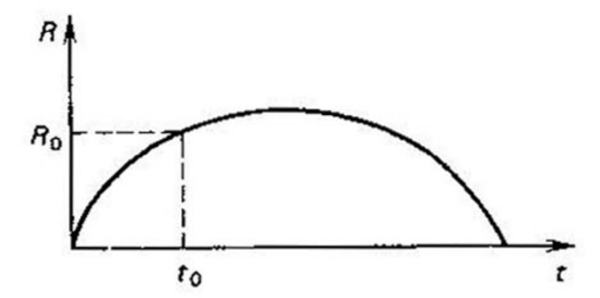


Fig. 4. Variación del radio del globo con el tiempo para $A < 0$.

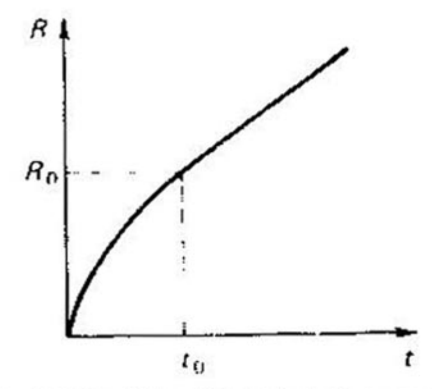


Fig. 5. Variación del radio del globo con el tiempo para $A = 0$.

grande y, a pesar del frenado gravitacional, el globo se dispersa en el infinito. Dicen que la velocidad v_0 es mayor que la segunda velocidad cósmica. En el segundo caso, cuando $A < 0$, la velocidad inicial v_0 es

menor que la segunda cósmica y la gravitación cambia la dispersión por la contracción. Por fin, $A = 0$ corresponde justamente a la segunda velocidad cósmica:

$$v_{2c} = \sqrt{\frac{2GM}{R_0}}. \qquad (5.2)$$

Ahora recordemos que nos interesa el Universo, y el globo viene a ser un representante típico del elemento del volumen de la substancia del Universo. Nosotros estudiamos un Universo homogéneo. Por ello el globo que analizamos también hay que considerarlo homogéneo. En cada momento de tiempo dentro de un globo así las velocidades v de los puntos respecto al centro son proporcionales a la distancia desde el centro r:

$$v = Hr. \qquad (5.3)$$

Aquí H es el factor de proporcionalidad que no depende de r, pero cambia en función del tiempo t. Se entiende que en lugar de nuestro globo con un radio R se podría tomar un globo de radio r, y todas las conclusiones para este globo serían las mismas. Nuestra solución demuestra cómo con el correr del tiempo varía la distancia entre, por ejemplo, un par de galaxias alejadas la una de la otra.

Se puede calcular cómo con el correr del tiempo varía la densidad media de la substancia en el Universo. Para ello hay que dividir M por el volumen del globo V:

$$\rho = \frac{M}{{}^4/_3\,\pi R^3}. \qquad (5.4)$$

Puesto que la dependencia de R respecto del tiempo se conoce (véase figs. 3—5), el lector puede imaginarse fácilmente el cambio de ρ en función del tiempo para distintos casos del modelo de Friedmann.

Hay que subrayar la siguiente propiedad importante de todas las versiones del modelo de Friedmann: en el pasado había un momento cuando R del globo era igual a cero, por lo que la densidad ρ tendía al infinito. Ese momento, el cual hemos designado por $t = 0$, se denomina momento de singularidad. Claro, ya el lector quiere preguntar: ¿cuál de las posibles variantes enumeradas de evolución del Universo corresponde a la realidad? ¿Cuál es el valor de A para nuestro Universo? Es que de la respuesta a esta pregunta depende ni más ni menos que el lejano futuro de nuestro Universo. La respuesta a la pregunta sobre el valor de A la pueden dar sólo las observaciones. Por ello ahora abordaremos los problemas de la cosmología observacional.

Mas para concluir este capítulo sobre la predicción teórica de Friedmann queremos subrayar una vez más la hazaña científica y humana del matemático soviético que trabajó en un período de tiempo extremadamente difícil, y citar los versos de L. Martínov dedicados a él:

El Universo no está revelado hasta el final, los cielos siempre se renuevan, los astrónomos constantemente añaden a las ya conocidas nuevas estrellas.

Si descubriera yo una, la llamaría Friedmann,

pues nada mejor hallo para hacer lo latente aun más revelante.

¡Friedmann! Hasta hoy es habitante de tan raros estantes, un aficionado matemático, joven meteorólogo y aviador militar en uno de los frentes germánicos, luego, en el alba del Poder soviético, organizador de la Universidad de Perm... El tifus, para gran desgracia, le alcanzó en Crimea, de allí no regresó. Murió. Y cayó en el olvido. Sólo un siglo después recordaron su nombre, como si le valoraran:

— Joven, lleno de audacia, su pensamiento siempre pleno de ideas. La verdad es que en algo descolló al mismo Einstein: vio la forma inconstante en este mundo huracanado, y la recesión de las galaxias en la curvatura del espacio.

— ¿Expansión del Universo? ¡Hay que verlo en detalle! Ya empiezan los debates.

Es un hecho bien sabido: este Friedmann sabio era, de porvenir esplendoroso...

6. Descubrimiento del Universo en explosión

Friedmann con sus trabajos demostró cómo con el correr del tiempo debe evolucionar el Universo. En particular predijo la imprescindible existencia en el pasado de un «estado singular» —una substancia de enorme densidad—, y por consiguiente, también de cierta causa que provocó el comienzo de la expansión de la substancia superdensa. Eso fue el descubrimiento teórico del Universo en explosión. Hay que notar que el descubrimiento fue realizado sin la existencia de algunas ideas sobre la explosión propiamente dicha, sobre la causa que dio comienzo a la expansión del Universo. No existían

ningunas alusiones a ideas y teorías semejantes y mucho menos a experimentos. Pero ya sólo por el hecho de que el Universo es homogéneo se desprendía que, a causa de la gravitación de la materia, éste era no estacionario, por ende, en el pasado debió de haber una causa que dio inicio a la expansión —la causa de la Gran explosión.

El descubrimiento por observación del Universo en explosión, como ya hemos dicho, fue hecho por el astrónomo estadounidense E. Hubble en el año 1929.

Los lejanos sistemas estelares —las galaxias y sus aglomeraciones— son las unidades estructurales del Universo más grandes conocidas por los astrónomos. Estos se observan desde enormes distancias y, precisamente, el estudio de sus movimientos sirvió como base de observaciones para la investigación de la cinemática del Universo. Para los objetos lejanos es posible medir la velocidad de alejamiento o acercamiento empleando el efecto Doppler. Recordemos que acorde con este efecto, en una fuente de luz que se acerca todas las longitudes de las ondas, medidas por el observador, están reducidas, corridas hacia el extremo violeta del espectro, y para la fuente que se aleja están aumentadas, corridas hacia el extremo rojo del espectro. La magnitud del corrimiento se designa por la letra z y se determina por la fórmula

$$z \equiv \frac{\lambda_{obs} - \lambda_{rad}}{\lambda_{rad}} = \frac{v}{c}. \qquad (6.1)$$

Esta fórmula es correcta para las velocidades v, mucho menores que la velocidad de la luz c, es decir, cuando se trata de la mecánica de Newton. Para las velocidades próximas a la de la luz, la fórmula se complica, pero ahora no nos detendremos en ello, ya que por el momento vamos a analizar velocidades pequeñas en comparación con la de la luz.

Midiendo el corrimiento de las líneas espectrales en los espectros de los cuerpos celestes, los astrónomos determinan su acercamiento o alejamiento, o sea, miden la componente de la velocidad dirigida por el rayo visual. Por ello las velocidades que se determinan por las mediciones espectrales tienen el nombre de velocidades radiales. El pionero en la medición de las velocidades radiales de las galaxias al comienzo de nuestro siglo fue el astrofísico estadounidense V. Slipher.

La primera determinación de la velocidad radial de una galaxia fue publicada por V. Slipher en el año 1914. Era la célebre Nebulosa de Andrómeda, como se aclaró después, una de las galaxias más cercanas a nosotros. Las observaciones mostraban que la Nebulosa de Andrómeda se acerca hacia nosotros con una velocidad próxima a 300 km/s. Para el año 1925 Slipher ya había medido las velocidades de 41 galaxias. En aquellos tiempos todavía no se conocían las distancias hacia las galaxias y había discusiones acaloradas, si se hallaban ellas dentro de nuestro sistema estelar —la

Galaxia— o lejos de sus límites. Slipher descubrió que la mayoría de las galaxias (36 de las 41 medidas por él) se alejan y la velocidad máxima de alejamiento supera 1000 km/s. Se acercaban a nosotros sólo algunas galaxias. Como se dilucidó después, el Sol se mueve alrededor del centro de nuestra Galaxia con una velocidad de alrededor de 250 km/s y la mayor parte de las «velocidades de acercamiento» de estas galaxias más cercanas está relacionada con el hecho de que ahora el Sol se mueve hacia estos objetos.

Conque, las galaxias, de acuerdo con Slipher, se alejaban de nuestra Galaxia. Las líneas en sus espectros estaban corridas hacia el extremo rojo. Este fenómeno obtuvo el nombre de corrimiento hacia el rojo.

Algunos astrónomos trataban de revelar la dependencia entre las mediciones de Slipher de las velocidades radiales de las galaxias y las distancias hasta ellas. Como recordamos (véase fórmula (5.3)), con una expansión homogénea del sistema de galaxias sus velocidades de alejamiento deben ser proporcionales a la distancia. ¡Pero si en aquel entonces no se conocían las distancias entre las galaxias! Los astrónomos trataban de salvar esta dificultad de la siguiente forma. Supongamos que las dimensiones de las galaxias son aproximadamente iguales. En ese caso cuanto más lejos se halla la galaxia, tanto menor debe ser su diámetro angular visible. De este manera, el diámetro angular visible puede servir

como un indicio singular de la distancia, aunque el valor real de la distancia queda desconocido.

En el año 1924 K. Wirtz descubrió que cuanto menor es el diámetro angular de la galaxia, tanto mayor es, por término medio, la velocidad de alejamiento, aunque la dependencia obtenida no era muy estricta. Wirtz consideraba que esta dependencia refleja la relación entre la velocidad y la distancia y por ello testimonia a favor del modelo cosmológico de De Sitter. Sobre las investigaciones de Friedmann, por lo visto, Wirtz no sabía nada.

No obstante, el conocido astrónomo sueco K. Lundmark y otros astrónomos, repitiendo los trabajos de Wirtz no confirmaron sus resultados. Ahora nosotros comprendemos que las contradicciones se debían a que las dimensiones lineales de las galaxias son muy diversas, y por ello sus dimensiones angulares visibles no indican directamente la distancia hasta nosotros: la galaxia puede verse pequeña no sólo porque está dispuesta lejos, sino también porque realmente es de pequeñas dimensiones.

Para resolver el problema hacían falta métodos fiables para determinar las distancias hasta las galaxias. Y estos métodos fueron creados. Por primera vez esto se pudo hacer con ayuda de las estrellas pulsátiles, las que cambian su brillo, llamadas cefeidas.

Estas estrellas variables poseen una admirable particularidad. La cantidad de luz irradiada por la cefeida —su luminosi-

dad— y el período de cambio de la luminosidad a consecuencia de la pulsación están estrechamente ligados. Conociendo el período es posible calcular la luminosidad, lo que permite calcular la distancia hasta la cefeida. Efectivamente, midiendo el período de las pulsaciones, observando el brillo, determinamos la luminosidad de la cefeida. Luego se mide el brillo visible de la estrella. El brillo visible es inversamente poporcional al cuadrado de la distancia hasta la cefeida. La comparación del brillo visible con la luminosidad permite hallar la distancia hasta la cefeida.

Las cefeidas fueron descubiertas en otras galaxias. Las distancias hasta estas estrellas y, por consiguiente, también hasta las galaxias en las que ellas se encuentran, resultaron mucho más grandes que las dimensiones de nuestra propia Galaxia. Con ello fue definitivamente establecido que las galaxias son lejanos sistemas estelares semejantes al nuestro.

Para determinar las distancias hasta las galaxias, además de las cefeidas, ya en los primeros trabajos también se emplearon otros métodos. Uno de estos métodos reside en utilizar las estrellas de más brillo en la galaxia como indicador de las distancias. Por lo visto, las estrellas más brillantes tienen la misma luminosidad en nuestra Galaxia y en otras galaxias, y por esta magnitud «estándar» es posible determinar la distancia. Pero las estrellas más brillantes tienen una luminosidad mayor que las

cefeidas, pueden ser vistas a mayores distancias y de esta manera sirven como indicadores de distancias más potentes. Las distancias hasta una serie de galaxias fueron determinadas por E. Hubble.

La comparación de las distancias hasta las galaxias con las velocidades de su alejamiento (las velocidades fueron determinadas ya por Slipher y otros astrónomos y sólo se corregían teniendo en cuenta el movimiento del Sol en la Galaxia) permitió a E. Hubble establecer en el año 1929 una regularidad admirable: cuanto más lejos está la galaxia, tanto mayor es la velocidad de su alejamiento de nosotros. Resultó que existe precisamente esta dependencia entre la velocidad de alejamiento de la galaxia y la distancia hasta ella, la que se había pronosticado por la teoría del Universo en expansión (véase fórmula (5.3)). El factor de proporcionalidad H_0 en esta fórmula ahora se llama constante de Hubble. El subíndice «0» en H_0 señala que el valor de la constante de Hubble se relaciona con nuestro tiempo $t = t_0$.

El diagrama de dependencia de las velocidades de alejamiento de las galaxias en función de sus distancias, basándose en el cual Hubble dedujo su ley, se presenta en la fig. 6 *). De acuerdo con este diagrama

*) La dispersión de los puntos en el diagrama —la desviación de la línea recta— está relacionada no sólo con los inevitables errores de observación, sino también con la existencia en las galaxias de velocidades aleatorias, además de la velocidad general por la ley de Hubble.

la constante de Hubble $H_0 \approx 500$ km/(s × × Mpc). Han pasado ya 60 años desde el descubrimiento de Hubble. Ha crecido inmensamente la escala de las investigaciones astronómicas y estas investigaciones confirmaron la ley de Hubble (5.3) --la ley de

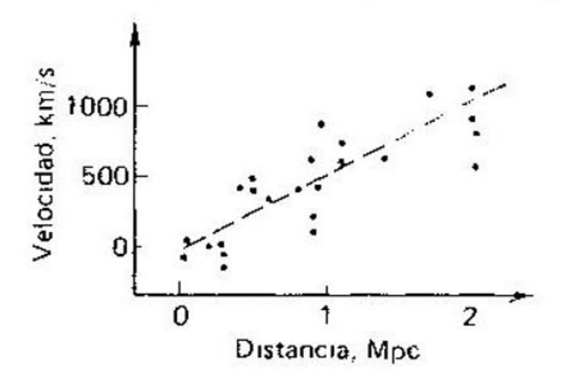


Fig. 6. Dependencia obtenida por Hubble entre la velocidad de alejamiento de las galaxias v y la distancia respecto de nuestra Galaxia r.

la proporcionalidad de la velocidad de alejamiento de las galaxias a su distancia. Sin embargo resultó que el valor del factor de proporcionalidad había sido muy exagerado por Hubble. De acuerdo con las evaluaciones actuales, el valor de H_0 es casi diez veces menor.

El motivo de esta discrepancia reside, claro está, en las dificultades relacionadas con la medición de distancias tan grandes. Las evaluaciones de las distancias hasta las galaxias más distantes investigadas por Hubble fueron reducidas aproximadamente en

diez veces. A aquellos lectores que quieran conocer con más detalles la historia del problema, les recomendamos el interesante libro de Yu. Efrémov «Hacia las profundidades del Universo» (en ruso). Aquí queremos subrayar que las dificultades indicadas son tan grandes que inclusive ahora la constante de Hubble se conoce con una incertidumbre aproximadamente en dos veces Diversos científicos estipulan su valor entre $H_0 = 100 \ldots 500$ km/(s·Mpc). En el libro para los cálculos utilizaremos el valor

$$H_0 = 75 \text{ km/(s·Mpc)}, \qquad (6.2)$$

teniendo en cuenta que el posible error puede ascender a 30%.

Si la magnitud H_0 se conoce con poca fiabilidad, entonces la misma *forma* de la dependencia $v = H_0 r$, es decir, que la velocidad es directamente proporcional a la distancia, por lo contrario, se estableció muy bien. Ello es un mérito de más de una generación de astrónomos.

En el primer trabajo de Hubble en el año 1929 las velocidades máximas de alejamiento eran de cerca de 1200 km/s, lo que corresponde a $z \approx 0{,}004$. Hoy nosotros sabemos que las galaxias, utilizadas por Hubble, se hallan en nuestras inmediaciones más próximas.

Es lógico que los astrónomos trataban de verificar la ley de Hubble para distancias mayores. Para ello había que tener indicadores de distancia mucho más potentes que las estrellas variables —las cefeidas

o las estrellas más brillantes que arriba hemos considerado.

En el año 1936 Hubble propuso utilizar en calidad de tales indicadores galaxias enteras. Partía de las siguientes razones. El indicador de distancias debe poseer una determinada luminosidad fijada. En este caso el brillo visible servirá de indicador de la distancia. Algunas galaxias no pueden servir como indicadores de distancia, puesto que la luminosidad de diferentes galaxias es muy distinta. Por ejemplo, nuestra Galaxia irradia tanta energía como diez mil millones de soles. Hay galaxias con una luminosidad cien veces más débil, pero también hay otras con una luminosidad diez veces más fuerte. Supongamos que hay un límite superior de la luminosidad total de algunas galaxias. Entonces en ricos cúmulos de galaxias que contienen miles de unidades, la galaxia más luminosa con una probabilidad muy elevada debe tener una luminosidad próxima a este límite superior, es decir, tener una luminosidad estándar igual para cualquier gran aglomeración. Las galaxias más brillantes de las grandes aglomeraciones son, por consiguiente, patrones semejantes a las cefeidas. El brillo visible de estas galaxias es posible utilizarlo como indicador de distancias. Cuanto más lejos se halla la aglomeración, tanto más débil es el brillo. Luego, si se desconoce el valor exacto de la luminosidad de la galaxia más brillante y no es posible calcular la propia distancia, al menos es posible com-

probar la forma de la ley de Hubble $v = H_0 r$ —la proporcionalidad de la velocidad a la distancia— si bien el valor del factor H_0 será desconocido.

Comenzando por el trabajo de Hubble para comprobar la ley descubierta por él, se construye una dependencia entre el corrimiento hacia el rojo z de las aglomeraciones de galaxias y el brillo de la galaxia más luminosa de la aglomeración *) en lugar de la dependencia corrimiento hacia el rojo — distancia. Queda añadir que en astronomía el brillo de los astros se mide en magnitudes estelares. La elección de estas unidades es histórica. El brillo medio de veinte estrellas más brillantes del cielo fue adoptado como el correspondiente a la 1ª magnitud estelar, las estrellas de la 2ª magnitud son en 2,512 veces más débiles, las de la 3ª, aún en 2,512 veces más débiles, etc. Las estrellas más débiles visibles a simple vista son de la 6ª magnitud. Se entiende que con ayuda de grandes telescopios se obtienen espectros de estrellas y galaxias mucho más débiles que de la 6ª magnitud estelar. El telescopio más grande —de 6 metros— del Observatorio astrofísico especial en el Cáucaso del Norte permite registrar objetos de hasta la 24ª magnitud estelar e inclusive considerablemente más débiles.

Así, pues, en cosmología se investiga la dependencia de la magnitud estelar

---

*) El mismo Hubble utilizó la quinta galaxia por el brillo de la aglomeración.

m — corrimiento hacia el rojo z (más exacto, $\log z$) para las galaxias más brillantes de las aglomeraciones de galaxias. Esta dependencia se muestra en la fig. 7. Nosotros

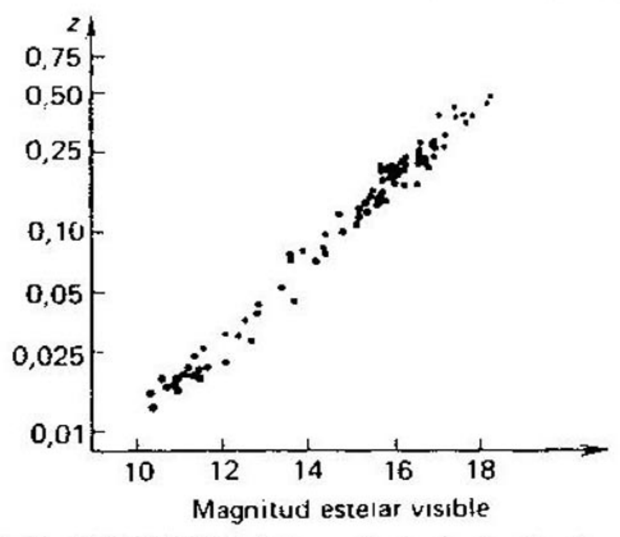


Fig. 7. Dependencia del corrimiento hacia el rojo z de las galaxias más brillantes en las aglomeraciones en función de su brillo visible (por los datos del estudio de G. Tammann, A. Sandage, A. Yahil, 1979).

apreciamos que el diagrama en la figura realmente es rectilíneo y esto confirma fiablemente la ley de la expansión del Universo descubierta por Hubble.

7. Dos posibilidades

Después de haber conocido cómo había sido descubierto el Universo en explosión y con las mediciones modernas de la velo-

cidad de su expansión, volvamos al problema planteado en el capítulo 5 y tratemos de responder a la pregunta: ¿cuál es el valor de A en la fórmula (5.1)? Y eso significa, ¿cuál es el futuro destino de nuestro Universo?

Para resolver este problema introduciremos la expresión para la velocidad del límite del globo por la ley de Hubble $v_0 = H_0 R_0$ en la expresión (5.1) y hallaremos de ella A (empleando (5.3)):

$$A = \frac{8}{3} \pi G R_0^2 \left(\frac{3H_0^2}{8\pi G} - \rho_0 \right). \qquad (7.1)$$

ρ_0 es el valor actual de la densidad media en el Universo. Para nosotros es importante establecer si A es mayor o menor de cero. Podemos apreciar de (7.1) que la respuesta a esta pregunta se determina por el signo de la diferencia que se halla entre paréntesis. Si $3H_0^2/8\pi G$ es mayor que ρ_0, entonces A es mayor de 0. En el caso contrario, A es negativo. La expresión

$$\rho_{crit} = \frac{3H_0^2}{8\pi G}, \qquad (7.2)$$

ha obtenido la denominación de densidad crítica. Puesto que nos interesa el valor de la densidad crítica en el Universo de hoy, para calcularla se debe utilizar el valor actual de H_0. Ahora podemos formular nuestra conclusión de la siguiente manera: si la densidad media de la substancia en el Universo ρ_0 es inferior a la crítica, entonces $A > 0$ y el Universo irá expansionándose

eternamente; si el signo de la desigualdad es contrario, entonces en el futuro la expansión cambiará por la contracción.

¿Cuál es el valor de la densidad crítica? Transformemos las unidades de medición de H_0. Para ello multipliquemos $H_0 = 75$ km/(s·Mpc) por la cantidad de centímetros en un kilómetro (10^5) y dividamos por la cantidad de centímetros en un megaparsec ($3 \cdot 10^{24}$). Definitivamente obtenemos

$$H_0 \approx \frac{1}{4 \cdot 10^{17} \text{ s}}. \qquad (7.3)$$

Sustituimos (7.3) en (7.2) y hallamos

$$\rho_{\text{crít}} \approx 10^{-29} \text{ g/cm}^3.$$

Ahora podemos formular el siguiente problema importante de la cosmología observacional: ¿Cuál es la densidad media de todos los tipos de materia física en el Universo? Y lo más importante: ¿es mayor esta densidad media que el valor de la densidad crítica o menor?

No es casual la salvedad de que se trata precisamente de la densidad de todos los tipos de la materia física. El problema reside en que los astrónomos tienen importantes motivos para considerar que, además de las estrellas visibles y nebulosas gaseosas reunidas en galaxias, alrededor de las galaxias y en el espacio entre ellas hay mucha materia invisible o muy difícil de observar. Puesto que la gravitación es creada con todos los tipos de materia, la determinación de la materia invisible en la densidad general de

la substancia es completamente imprescindible para resolver los problemas sobre el futuro del Universo.

8. "Sólo pura apariencia"

Todavía hace unos veinte años los astrónomos consideraban que el Universo, en las escalas más grandes, es precisamente el mundo de las galaxias y sus sistemas. Estudiando nuestro sistema estelar —la Galaxia—, ellos establecieron que en los términos de sus límites visibles casi toda la substancia está concentrada en las estrellas. En total nuestra Galaxia contiene cerca de 200 mil millones de estrellas. La masa total de estas estrellas es aproximadamente de $1{,}5 \cdot 10^{11}\ M_{\odot}$ ($M_{\odot}$ es la masa del Sol, de cerca de $2 \cdot 10^{23}$ g). El gas y el polvo entre las estrellas añade a ello un complemento muy insignificante (cerca de 2%).

Parecía que también las otras galaxias (fig. 8) se componen básicamente de brillantes estrellas y el espacio entre las galaxias es prácticamente vacío. Las galaxias están reunidas en cúmulos y aglomeraciones (fig. 9) de diversas escalas, creando una estructura de red celular del Universo de gran escala (fig. 10). La dimensión de las regiones típicas vacías, en las cuales hay pocas galaxias o no las hay en absoluto, es aproximadamente de 30...40 Mpc. Las distancias entre los supercúmulos más grandes de galaxias —que se hallan en los nudos de la estructura celular— pueden ser de 100...



Fig. 8. Galaxia espiral.

...300 Mpc. En escalas más grandes aún la materia brillante en forma de galaxias y sus cúmulos está distribuida aproximadamente de modo homogéneo. Así es el majestuoso cuadro general de la distribución en el espacio de las islas de estrellas —las galaxias.

¿Cómo es posible determinar en término medio y en escalas tan grandes la densidad media de la substancia, la que necesitamos para resolver el problema cosmológico?

Si toda la substancia realmente está acumulada en las galaxias brillantes, hay



Fig. 9. Aglomeración de galaxias.

Fig. 10. Estructura celular de distribución en gran escala de las galaxias.

que calcular entonces el número total de galaxias en un volumen bastante grande y luego determinar la masa de la galaxia media. Multiplicando estos números obtendremos la masa total de la substancia en el volumen dado y dividiéndola por este volumen, obtendremos la densidad media ρ_0 que nos interesa.

Así procedían los astrónomos. En este caso hacía falta ante todo hallar las masas de las distintas galaxias. ¿Cómo se hace esto? Si en el extremo de la galaxia hay algún objeto que se mueve por una órbita aproximadamente circular bajo la acción de la gravitación de la masa de la galaxia, la velocidad de su movimiento —la primera velocidad cósmica— se determina por la fórmula

$$v_{1c} = \sqrt{\frac{GM}{R}}, \qquad (8.1)$$

siendo M la masa contenida dentro de la órbita de radio R. Midiendo v y R se determina M. Los movimientos circulares existen en las galaxias de tipo espiral (véase fig. 8). En otras galaxias, llamadas elípticas (fig. 11), las estrellas se mueven casi caóticamente. Su masa puede ser determinada por la misma fórmula (8.1), sólo que ahora bajo v hay que comprender la velocidad media de las estrellas en la galaxia y bajo R, su dimensión.

Una determinación fiable de la densidad media de la substancia en grandes escalas que entra en las galaxias fue hecha hace 30 años

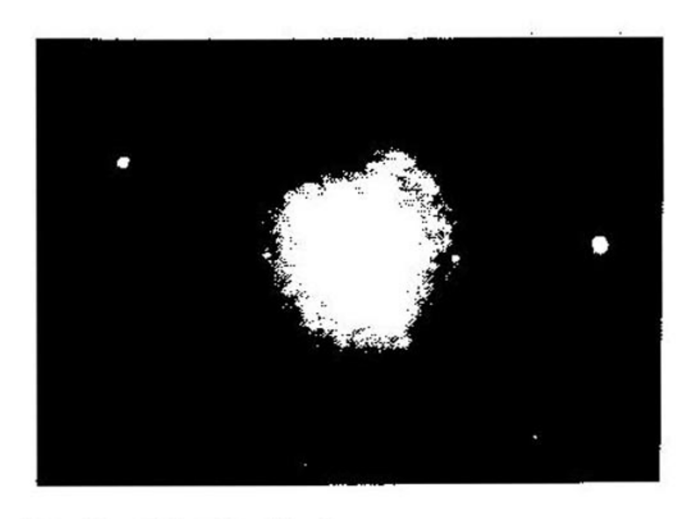


Fig. 11. Galaxia elíptica.

por el astrónomo holandés J. Oort. Numerosas investigaciones en esta esfera realizadas desde aquel tiempo confirmaron su resultado. El obtuvo el siguiente valor de la densidad en término medio:

$$\rho_{gal} \approx 3 \cdot 10^{-31} \text{ g/cm}^3. \qquad (8.2)$$

Esta magnitud es notablemente menor que la densidad crítica (7.2). Se suele designar la relación ρ/ρ_{crit} por la letra Ω. De esta manera $\Omega_{gal} \equiv \rho_{gal}/\rho_{crit} \approx 0{,}03$.

Si en el Universo no hay cantidades suficientes de materia entre las galaxias, la cual no se ve por cierto motivo, entonces $\rho_0 \approx \rho_{gal} \ll \rho_{crit}$ y el Universo estará expansionándose.

No obstante, como ya se ha dicho, hay motivos para considerar que las galaxias observadas por nosotros no es todo lo que

hay en el Universo. La masa invisible, probablemente, es la parte principal del Universo. Es muy posible que los admirables arabescos de gigantescos mundos galácticos que se observan con los telescopios, sean una ínfima parte visible de la estructura invisible del mundo.

Las masas invisibles del Universo han obtenido el nombre de masa oculta.

9. La masa oculta

¿Cómo surgieron las sospechas de la existencia de la masa oculta?

Los datos de observación más importantes sobre ello se reducen a lo siguiente. Con ayuda de radiotelescopios se observan los movimientos de los satélites de algunas galaxias (son galaxias pequeñas) o el movimiento de nubes gaseosas. Estos objetos con frecuencia se mueven a distancias más allá del límite visible de la galaxia (marcado por la masa luminosa de las estrellas), donde al parecer ya no hay ninguna substancia en cantidades apreciables. Pero a pesar de ello la masa de una galaxia, calculada por estas observaciones, alrededor de la cual se observaban dichos movimientos, a veces resultaba en diez veces más grande que la determinada por el movimiento de las estrellas en el límite visible de la galaxia. Esto significa que alrededor del cuerpo visible de la galaxia hay cierta corona invisible que contiene enormes masas. La gravitación de estas

masas no influye de ninguna manera en el movimiento de las estrellas en lo profundo de la corona en el extremo de la galaxia visible, ya que sabemos que la cubierta esférica dentro de ella misma no crea gravitación (véase capítulo 2), pero estas masas influyen con su gravitación en el movimiento de los cuerpos en la periferia de la corona y fuera de ella.

Hay masas ocultas todavía más grandes en el espacio entre las galaxias en las aglomeraciones de galaxias. En estos cúmulos las galaxias se mueven caóticamente. Por ello los astrofísicos miden primero las velocidades de cada una de las galaxias y después, al hallar la velocidad media, por la fórmula (8.1) calculan la masa total de la aglomeración que crea el campo general de gravitación, el cual acelera las galaxias que se mueven dentro de éste. Por cierto, esta masa incluye toda la substancia, tanto la visible como la invisible. Y resulta que la masa total a veces supera en varias decenas de veces la masa luminosa total de todas las galaxias en el cúmulo.

Claro está que la existencia de la masa oculta cambia radicalmente nuestra evaluación de la densidad media general de todas las masas del Universo. Si el cálculo sólo de la substancia visible daba $\Omega_{gal} \equiv \rho_{gal}/\rho_{crit} \approx 0,03$, entonces, teniendo en consideración la masa oculta esta relación se eleva hasta $\Omega_{masa\ oc.} \approx 0,2 \ldots 0,7$. Es posible que haya masa oculta también entre las aglomeraciones de galaxias. Esta

es muy difícil de descubrir. Pero si ello es cierto, no se excluye que la densidad media total ρ_0 sea igual a la densidad crítica, e ¡inclusive la supere un tanto!

De esta manera, por ahora no se puede decir si es mayor la densidad real de todos los tipos de substancia en el Universo que la densidad crítica o no. Por ende, hoy no podemos decir definitivamente si el Universo irá expansionándose ilimitadamente o en el futuro comenzará a contraerse.

¿Qué representa la masa oculta? Hay que decirlo francamente, la naturaleza física de la masa oculta hasta ahora no se conoce. Parcialmente esa masa puede ser determinada por una numerosa cantidad de estrellas de poca luminosidad y por ello prácticamente invisibles desde lejos o de otros cuerpos celestes sin brillo. No obstante, es más probable que la masa oculta sea un singular relicto de aquellos procesos físicos que transcurrieron en los primeros momentos de expansión del Universo. Posiblemente, la masa oculta sea un conjunto de un gran número de partículas elementales que poseen masa en reposo *) e interacción débil con la substancia común. La teoría pronostica la posible existencia de tales partículas.

*) Llámase masa en reposo a la masa de la partícula en reposo. Recordemos que la masa depende de la energía y, por consiguiente, también de la velocidad de la partícula. Hay partículas que no tienen masa en reposo. Un ejemplo de estas partículas son los fotones. Ellos no pueden estar en reposo y siempre se mueven con la velocidad de la luz c.

Estas pueden ser, por ejemplo, el neutrino, si tienen masa en reposo. Sobre todo esto hablaremos más adelante con detalles.

10. El mundo curvo

Ahora tenemos que volver al problema de la construcción de modelos cosmológicos. Seguramente el lector recuerda que en el capítulo 2 nos referimos a la necesidad de apelar a la teoría general de la relatividad cuando analizamos volúmenes de espacio muy grandes, y que en este caso puede aparecer una «curvatura» del espacio tridimensional.

En primer lugar aquí surgen dos preguntas: ¿qué es la «curvatura» del espacio y en qué escalas concretas ya hay que utilizar la teoría general de la relatividad y tener en cuenta la curvatura?

Comencemos por la primera pregunta. Llámase curvatura del espacio a la diferencia de sus propiedades respecto de las descritas por la geometría de Euclides, la que se estudia en la escuela. La posibilidad de existencia de una geometría no euclidiana fue descubierta por los grandes matemáticos del siglo pasado N. Lobachevski, J. Bolyai, B. Riemann y C. Gauss.

¿Qué es la geometría no eculidiana? Si recurrimos a la planimetría resulta que es muy fácil comprenderlo. La geometría de Euclides estudia las propiedades de las figuras geométricas en la superficie plana, en tanto que la geometría no euclidiana

estudia las propiedades de las figuras en las superficies curvadas, por ejemplo, en una esfera, o digamos, en una superficie en forma de silla de montar. En estas superficies curvas ya no puede haber líneas rectas, y las propiedades de las figuras geométricas son distintas de las de un plano. Aquí las líneas rectas cambian por líneas que son las distancias más cortas entre los puntos. Estas se denominan líneas geodésicas. En una esfera, por ejemplo, las líneas geodésicas son arcos de grandes circunferencias. Como ejemplo de éstas pueden servir los meridianos en la superficie del modelo de la Tierra. En una esfera podemos trazar triángulos cuyos lados son geodésicos, dibujar circunferencias, podemos estudiar sus propiedades. Todo esto es fácil de imaginar.

Las dificultades para una representación visual surgen ya cuando recurrimos a una superficie no bidimensional, sino al espacio tridimensional no euclidiano. En un espacio así las propiedades de los prismas, esferas y otras figuras se distinguen de aquellas que estudiamos en la escuela. Por analogía con las superficies podemos decir que este espacio está curvado. Sin embargo, es dudoso que esta analogía nos ayude a representar visualmente el espacio tridimensional curvado. Vivimos en un espacio tridimensional, no podemos salir de éste (puesto que fuera del espacio no hay nada), por ello no se puede preguntar: «¿En qué se curva nuestro espacio real?» La esencia de la curvatura del espacio reside en el cambio de sus propie-

dades geométricas en comparación con las propiedades del espacio plano, donde rige la geometría de Euclides.

¿Cómo se mide la curvatura? Comencemos otra vez por la superficie curvada. Supongamos que es una esfera (fig. 12).

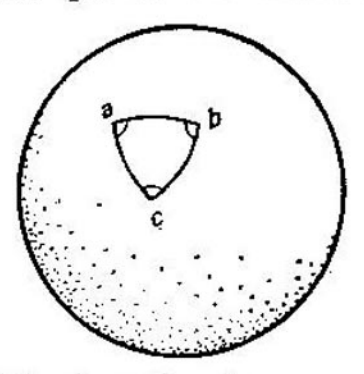


Fig. 12. Triángulo en la esfera.

¿Con qué se caracteriza la curvatura de la esfera? Se entiende que con su radio l. (Para designar el radio hemos elegido la letra l, para no confundir las magnitudes y conceptos que aquí se consideran con el globo de los capítulos precedentes y con su radio R.)

¿Y cómo, en qué propiedades de las figuras en la esfera se revela su curvatura? Por ejemplo, en el caso siguiente. Si trazamos en la esfera un triángulo con líneas geodésicas, entonces, como se aprecia en la figura, la suma de los ángulos de este triángulo será mayor de π (o, que es lo mismo, 180°). Esto es consecuencia de la «convexidad» de la esfera. Cuanto más gran-

de es el triángulo, tanto más grande es la diferencia de la suma de los ángulos del triángulo Σ de π. ¿Podemos determinar por esta diferencia el grado de curvatura de la esfera, o sea, calcular su radio? Resulta que es posible. Para ello se debe dividir la diferencia $\Sigma - \pi$ por la superficie del triángulo S. La magnitud obtenida resulta igual a $1/l^2$. Esta se denomina curvatura y se designa por C. Es evidente que cuanto menor es el radio l, tanto mayor es la curvatura de la esfera y, por ende, es mayor C que la caracteriza. En caso de cualquier superficie curvada su curvatura se determina de forma análoga. En el caso general la superficie puede estar curvada de diferente forma en distintos puntos. Por ello, para determinar la curvatura en un lugar dado los triángulos se toman pequeños (un matemático diría: «cuán pequeño sea»). De este modo siempre

$$C = \frac{\Sigma - \pi}{S}. \qquad (10.1)$$

La raíz cuadrada de $1/C$ se llama radio de curvatura en el punto dado de la superficie:

$$l = \sqrt{\frac{S}{\Sigma - \pi}}. \qquad (10.2)$$

Hay superficies en las cuales los triángulos tienen aspectos completamente distintos de los de la esfera (fig. 13). En una superficie en forma de silla de montar la suma de los ángulos del triángulo es menor de π. Por tanto, de acuerdo con la fórmula (10.1) $C < 0$. Aquí la curvatura es negativa. El

radio de curvatura, calculado por (10.2), es imaginario. El grado de curvatura se caracteriza por el valor absoluto de l.

La curvatura del espacio tridimensional es un concepto más complejo. Pero a nosotros nos interesa el caso común del Universo homogéneo e isótropo. Aquí la curvatura

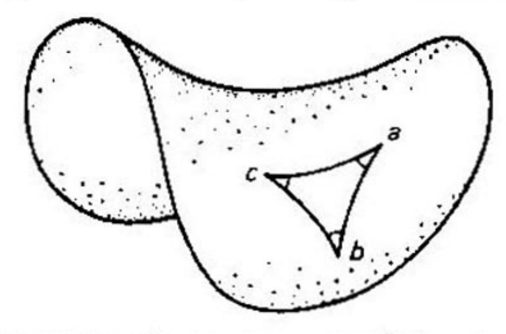


Fig. 13. Triángulo en una superficie en forma de silla de montar.

del espacio también se caracteriza con un número —la curvatura—, el que se determina del mismo modo que para la superficie. En el caso dado l se denomina radio de la curvatura del espacio.

¿Con qué se determina la diferencia de la geometría del espacio del Universo de la geometría euclidiana? La teoría general de la relatividad de Einstein sostiene que la geometría es determinada por el movimiento de la materia y su gravitación. Desde luego, no vamos a analizar en detalles las conclusiones de la teoría general de la relatividad, sino que citaremos sólo la fórmula que nos permite calcular el radio

de la curvatura del espacio l:

$$l=\frac{c}{H}\sqrt{\frac{\rho_{crit}}{\rho-\rho_{crit}}} \qquad (10.3)$$

(c es la velocidad de la luz, H, la constante de Hubble).

Esta es la fórmula que faltaba, la que ya hemos citado en el capítulo 2 y la cual nos permite terminar la construcción del modelo cosmológico. Ahora ya podemos calcular no sólo la dinámica del Universo por la fórmula (2.1), sino también la curvatura del espacio por la fórmula (10.3). El sistema de estas dos ecuaciones (junto con la ecuación del estado de la substancia, o sea, de la dependencia de la presión en la substancia en función de la densidad y temperatura) es el que determina el modelo cosmológico.

Podemos ver que la diferencia $\rho - \rho_{crit}$ influye de forma más decisiva en la geometría. Si $\rho > \rho_{crit}$, la curvatura es positiva; si $\rho < \rho_{crit}$, el radio l es imaginario y la curvatura es negativa. En este último caso la curvatura se caracteriza, como ya hemos dicho, por el módulo del valor de l.

En el Universo en evolución la densidad ρ y la constante de Hubble H cambian en función del tiempo. Por ello también varía el radio de curvatura. No obstante el signo de la curvatura (es decir, es C positiva o negativa) no cambia en el transcurso de toda la evolución. El radio de curvatura

cambia con el tiempo por la misma ley que el radio del globo que hemos analizado en el capítulo 5. Por ello los diagramas de las figs. 3—5 pueden servir al mismo tiempo de diagramas para el cambio con el correr del tiempo del valor de l. Si $\rho < \rho_{crit}$ entonces l es igual a cero en el comienzo de la expansión y luego crece ilimitadamente. Para $\rho > \rho_{crit}$ el valor de l crece desde cero, llega al máximo y vuelve a reducirse hasta cero.

¿A qué conclusiones nos lleva la curvatura del espacio?

Si estudiamos regiones de espacio relativamente pequeñas, con dimensiones mucho menores que el radio de curvatura l, la diferencia de la geometría respecto de la euclidiana es imperceptible. ¿Cuál es el valor de l_0 en el Universo de hoy (índice «0»)? Está claro que es imposible responder precisamente a esta pregunta, ya que ni H_0, ni ρ_0, ni la diferencia $\rho_0 - \rho_{crit}$ se conocen con exactitud. Pero si suponemos que, por ejemplo, $\rho_0 = 2\rho_{crit}$, entonces $l_0 \approx \approx 4 \cdot 10^9$ pc. Por cierto, esta es una distancia enorme. Y si recurrimos a tales escalas, nos encontramos con un caso asombroso Para comprender la esencia del nuevo fenómeno, volvamos otra vez a las superficies bidimensionales curvadas.

Tomemos un trozo de plano. Si vamos añadiendo a éste partes de planos contiguos de dimensiones cada vez más grandes, obtendremos todo el plano que se extenderá ilimitadamente en el infinito.

Ahora destaquemos un pequeño trozo en la superficie de una esfera. Si éste es pequeño, ni podremos notar su curvatura. Agreguemos a este trozo los contiguos abarcando regiones cada vez mayores. Ahora ya se nota la curvatura. Continuando esta operación podremos notar que la superficie, a consecuencia de la curvatura, se cierra en sí misma formando una esfera. No pudimos continuar la superficie curvada de esta manera ilimitadamente hasta el infinito. Ella se ha cerrado. La esfera tiene una superficie de área finita, pero no tiene límites. Una criatura plana que se arrastra por una esfera, nunca encontrará un borde, un límite. ¡Pero la esfera no es infinita!

Podemos ver concretamente que a causa de ser cerrada la superficie puede ser ilimitada, pero no infinita.

Volvamos ahora al espacio tridimensional. Resulta que su curvatura puede ser semejante a la curvatura de la esfera. Este puede cerrarse en sí mismo sin dejar de ser ilimitado, pero finito en su volumen (como la esfera es finita en su área).

Es evidente que es muy difícil representarse visualmente un espacio así, pero éste puede existir. Para ello la densidad media de la substancia en el Universo debe ser mayor que la crítica. En este caso el espacio resulta finito, cerrado; este modelo se llama cerrado.

Si la densidad media de la substancia en el Universo es igual a la crítica, entonces $l = \infty$ y la geometría del espacio es

euclidiana. Este espacio se llama plano y se extiende hacia todos los lados hasta el infinito y su volumen es infinito.

Por fin, si la densidad de la substancia es menor que la crítica, la geometría del espacio también está curvada. Pero en este caso la geometría ya no se parece a la geometría en la esfera, sino a la geometría en la superficie en forma de silla de montar. Este espacio también se extiende ilimitadamente hacia todos los lados y no se cierra. Su volumen es ilimitado. Este modelo del Universo se denomina abierto.

¿Y cómo es nuestro mundo? Hay que recordar que hasta hoy día no se conoce fiablemente la densidad media de la substancia en el espacio, no se sabe si ésta es mayor que la crítica o es menor.

Por ello no se sabe si nuestro Universo es abierto o cerrado.

La idea de la posibilidad de que el mundo sea cerrado con un espacio cerrado es, a todas luces, inusual. Tanto como la idea de la evolución del Universo, esta idea se abría camino con dificultad. Las objeciones contra ella estaban condicionadas en parte por esa misma inercia del pensamiento y conceptos preconcebidos y, en parte, por la insuficiente preparación de los que alegaban que sólo el volumen infinito del espacio es compatible con el materialismo. No se deben hacer ningunas conclusiones idealistas a base de la posibilidad de que el espacio sea cerrado. Semejantes discusiones pertenecen al pasado y ahora es la ciencia la que debe

determinar la verdadera estructura del mundo.

La curvatura del espacio se determina por el grado de diferencia de la densidad de la materia respecto a su valor crítico. Cuanto mayor es la diferencia, tanto mayor es la curvatura. Las observaciones indican que si la densidad de la materia se diferencia de la crítica, esta diferencia no es grande y la curvatura sólo se aprecia en enormes distancias en varios miles de millones de parsecs. En el espacio cerrado del Universo la línea más corta —la geodésica— resulta cerrada, semejante a la circunferencia mayor en la esfera (por ejemplo, parecida al Ecuador). Si nos imaginamos que avanzamos a lo largo de esta línea, volvemos al punto de partida, de la misma forma que si fuéramos por el Ecuador y dando vuelta por toda la Tierra llegaríamos al punto de partida de nuestro viaje. La longitud completa de esta línea cerrada es $2\pi l$.

Posiblemente las observaciones futuras demostrarán que la densidad de la substancia es mayor que la crítica y el Universo es cerrado. En este caso el volumen del Universo es finito, pero enorme, las dimensiones del Universo son colosales. La longitud del «Ecuador» —la línea geodésica que abarca todo el Universo— no es menor de varias decenas de miles de millones de parsecs y, probablemente, mucho más grande.

Por supuesto, hay no menos motivos para esperar que la densidad de la substancia

del Universo no supere la crítica y el volumen del Universo sea infinito.

Pero ya veremos más adelante que la diferencia entre el Universo abierto y cerrado no es tan trágica como parece a primera vista.

11. La edad del Universo

¿Cuál es el intervalo de tiempo que nos separa del comienzo de la expansión, cuando la densidad ρ era igual al infinito? Si de las observaciones se conocen H_0 y A, es posible resolver la ecuación (5.1) y determinar con exactitud este intervalo t_0. Pero el problema es que no se conocen con exactitud ni H_0, ni la densidad media de hoy ρ_0 que son necesarias para calcular A. Por ello la «exactitud» de cálculos de t_0 sería ilusoria. Teniendo en cuenta lo expuesto, evaluaremos la magnitud t_0 aproximadamente, sin ningunas soluciones de ecuaciones adicionales y esta evaluación aproximada es completamente satisfactoria.

Para nuestros propósitos calcularemos el tiempo en que el límite del globo que hemos elegido (véase fig. 1) se hubiese expansionado de $R = 0$ hasta su valor actual R_0, si éste se hubiera movido con una velocidad constante igual a la de hoy v_0. Este tiempo es R_0/v_0. El intervalo de tiempo calculado de esta manera será nuestra evaluación de t_0. Se entiende que erramos un tanto haciendo esta evaluación, puesto que en el pasado la velocidad del límite del globo era mayor

(la dispersión de la substancia es frenada por la gravitación). Pero el error no será grande si la densidad de la substancia hoy no supera demasiado la crítica y por ello el frenado por gravitación no es muy grande (y sabemos de las observaciones hechas que realmente es así). Resulta que aproximadamente $t_0 \approx R_0/v_0$. Si en lugar de v_0 introducimos la fórmula de Hubble $v_0 = H_0 R_0$, obtenemos una simple proporción

$$t_0 \approx \frac{1}{H_0}. \qquad (11.1)$$

Utilizando la expresión (7.3) para H_0, hallamos

$$t_0 \approx 4 \cdot 10^{17} \text{ s} = 1{,}3 \cdot 10^{10} \text{ años}. \qquad (11.2)$$

Teniendo en cuenta que nuestra apreciación es aproximada, hay que decir que t_0 se halla en los límites de $(10 \ldots 20) \cdot 10^9$ años. La magnitud t_0 la llaman brevemente (y metafóricamente) edad del Universo.

El Universo comenzó a expansionarse hace cerca de 13 mil millones de años. Eso significa que en él no puede haber objetos mayores de 13 mil millones de años, ni puede haber fuentes que alumbren más de 13 mil millones de años. Esta particularidad conduce a una consecuencia importantísima, a saber: a la existencia del horizonte de visibilidad en el Universo. Cuanto más lejos de nosotros se halle la galaxia, tanto más tiempo necesitó la luz para llegar al observador. La luz que hoy llega al observador se desprendió de la galaxia en un lejano

pasado. La luz que salió de alguna fuente, inclusive al poco tiempo de comenzar la expansión del mundo, podrá pasar sólo una distancia finita en el Universo: cerca de 13 mil millones de años luz, es decir, unos 5 mil millones de parsecs *). Los puntos del espacio del Universo que se hallan a esa distancia de nosotros se denominan horizonte de visibilidad. Las regiones del Universo que se encuentran más allá del horizonte, hoy en principio no pueden ser visibles. No podemos ver galaxias más lejanas, empleando cualquier telescopio para observarlas, puesto que la luz de las galaxias de más allá del horizonte simplemente no tuvo tiempo de llegar hasta nosotros. El corrimiento de la luz hacia el rojo crece ilimitadamente cuando observamos un objeto que se halla cada vez más cerca del horizonte. En el mismo horizonte éste es infinito. De esta manera podemos ver sólo un número finito de estrellas y galaxias en el Universo.

Antes de crear la teoría del Universo en expansión, el intento de observar el espacio infinito, llenado uniformemente, en término medio de estrellas, chocaba con una curiosa paradoja. Esta reside en lo siguiente. En el Universo infinito lleno de estrellas el rayo visual tarde o temprano encontrará la superficie luminosa de una estrella. En

---

*) En realidad a causa de los efectos de la teoría de la relatividad en el mundo en expansión esta distancia es un poco mayor, pero esto no es relevante.

este caso todo el cielo finito debe brillar como la superficie del Sol y las estrellas. La paradoja recibió el calificativo de fotométrica y muchos científicos eminentes trataron de resolverla.

Después de crear la teoría del Universo en expansión, la paradoja se resolvió por sí misma. En el Universo en expansión cada observador tiene su horizonte de visibilidad. Por ello él ve un número finito de estrellas dispersas, bastante separadas en el espacio. Nuestra vista, como regla, pasa junto a ellas hasta el horizonte, sin detenerse en ninguna estrella. Por ello el cielo nocturno entre las estrellas es oscuro. Más aún, la vida de las estrellas es limitada. Cuando observamos regiones junto al horizonte, debemos ver los rayos que dejaron estas regiones muchos miles de millones de años atrás (tanto tiempo tarda la luz en llegar de allí hasta nosotros), y en este tiempo todavía no había estrellas separadas y por ello nuestra mirada no puede chocar con la superficie de alguna estrella.

El horizonte de visibilidad hace que no sea muy importante la diferencia entre el mundo abierto y el mundo cerrado. En ambos casos vemos una parte limitada del Universo con un radio de cerca de 13 mil milloñes de años luz. En un mundo cerrado la luz no tiene tiempo de dar vuelta al mundo hasta el tiempo presente y, por supuesto, es imposible ver la luz de nuestra propia Galaxia que ha pasado por todo el mundo. «Verse la propia nuca» es imposible en el

Universo cerrado. Inclusive durante todo el período de expansión desde el estado singular hasta el cambio de la expansión por la contracción, la luz tiene tiempo de pasar sólo la mitad del espacio cerrado y únicamente en la fase de compresión puede terminar de recorrer el mundo por completo.

Cada observador tiene su propio horizonte de visibilidad, esté donde esté en todo el Universo. Todos los puntos del Universo homogéneo tienen las mismas propiedades. Con el correr del tiempo el horizonte de cada observador se ensancha, aun tiene tiempo de llegar hasta el observador la luz de nuevas regiones del Universo. En 100 años el radio del horizonte aumenta en una cienmillonésima parte de su magnitud.

Una observación más. Cerca del horizonte mismo en principio debemos ver la substancia en un pasado lejano, cuando su densidad era mucho mayor que la de hoy. En aquel entonces no había objetos separados y la substancia no era transparente para la radiación. Más adelante todavía volveremos a tratar este problema...

12. Dinámica del comienzo de la expansión del modelo de Friedmann

Nuestros intereses principales en este libro están centrados alrededor del mismo comienzo de la expansión del Universo. Por

ello ahora trataremos de revelar con más detalles cómo cambiaba la velocidad de expansión del Universo cerca del mismo comienzo de esta expansión. Para ello recurramos a la fórmula (5.1) que describe la velocidad de expansión del límite del globo que analizamos. Escribamos esta fórmula una vez más:

$$v = \sqrt{\frac{2GM}{R} + A}.$$

Veamos cómo cambiaba en el pasado la velocidad v. Antes el valor de R era menor y por ende la velocidad v conforme a (5.1) era mayor. Cuanto más se aproxime a la singularidad ($R \to 0$), tanto mayor es el primer sumando bajo la raíz en (5.1). Este sumando se torna mucho mayor que la magnitud constante A y este último puede despreciarse. La velocidad v se determina con la expresión

$$v = \sqrt{\frac{2GM}{R}}. \qquad (12.1)$$

Ahora con ayuda de esta simple expresión para la velocidad v es posible determinar cómo varía el radio R del globo con el transcurso del tiempo. Como resultado de sencillas transformaciones, las que no expondremos aquí, se obtiene la siguiente fórmula:

$$R = \sqrt[3]{\frac{9GMt^2}{2}}. \qquad (12.2)$$

Por fin, empleando la relación obtenida es fácil calcular el cambio de la densidad ρ

en función del tiempo. Para ello dividimos la masa del globo M por su volumen $V = 4/3\pi R^3$:

$$\rho = \frac{1}{6\pi G t^2} = \frac{8 \cdot 10^5}{t^2} \text{ (g/cm}^3\text{)}. \qquad (12.3)$$

(El tiempo t en la fórmula (12.3) debe ser expresado en segundos).

Ahora precisaremos un detalle. Hasta aquí, cuando resolvíamos el problema mecánico del movimiento de las masas, considerábamos que la presión P de la substancia o no existia del todo, o era pequeña. No obstante, en el comienzo de la expansión, como veremos más adelante, la temperatura y la presión eran enormes. ¿Cómo influirá esto en nuestras conclusiones?

A primera vista es extremadamente importante una elevada presión. Recordemos cómo ocurre la explosión de una carga. Durante la explosión en un pequeño volumen se libera una gran energía. Esta puede ser, por ejemplo, energía química o nuclear. La substancia de la carga se evapora y se calienta fuertemente. La presión de los gases calentados provoca su vertiginosa expansión. Cuando nos imaginamos el comienzo de la expansión del Universo, involuntariamente se nos presenta el caso descrito. ¿Es posible que la gran temperatura y la presión sean la causa del comienzo de la expansión del Universo, como ocurre en el caso de explosión de la carga? No, esta conclusión es errónea. Entre los dos fenómenos hay una diferencia considerable. Al

explotar la carga hay un salto de presión: una enorme presión dentro de los gases calientes y relativamente pequeña presión atmosférica de afuera (si la explosión tiene lugar en el aire). Este salto de presión es el que crea la fuerza que arroja hacia los lados la substancia. Recordemos que sólo el salto de presiones crea la fuerza y no la misma presión, por más elevada que sea (véase el capítulo 1). Si afuera de los gases que explotan hubiese la misma presión que adentro, es probable que no haya dispersión de substancia. La densidad del gas caliente en expansión no es homogénea. Esta es máxima en el centro y se reduce hacia los bordes. Durante la dispersión el salto de presiones, relacionado con el salto de la densidad y temperatura, crea la fuerza que impulsa el gas en dispersión.

No hay nada parecido en el comienzo de la expansión del Universo. La substancia del Universo es homogénea en el espacio, no hay ningunos saltos de densidad y presión. Por consiguiente, no surge ninguna fuerza que pueda causar el comienzo de la expansión. Como resultado, la gran presión del gas caliente no es la causa del comienzo de la expansión del Universo. Más adelante abordaremos la revelación de esta causa.

No obstante, la enorme presión no es indiferente para la substancia en expansión. El problema reside en que esta presión crea fuerzas de gravitación adicionales. De acuerdo con la teoría general de la relatividad, en la creación del campo newto-

niano no sólo participa la masa de la substancia, sino también todos los tipos de energía, la presión y tensión que existen en la substancia.

Para calcular la aceleración gravitacional a por la teoría de Newton, en la fórmula (2.1) en lugar de la masa M se debe introducir el producto del volumen del globo por su densidad ρ:

$$a = -G \frac{{}^4/_3\, \pi R^3 \rho}{R^2} = -\frac{4}{3} \pi G \rho R. \qquad (12.4)$$

De acuerdo con la teoría general de la relatividad, para calcular a se debe tener en cuenta, además de ρ, también la presión P, y la fórmula (12.4) adopta la forma

$$a = -\frac{4}{3} \pi G \left(\rho + 3 \frac{P}{c^2} \right) R. \qquad (12.5)$$

Claro que siendo las condiciones más o menos normales la diferencia entre las dos fórmulas (12.4) y (12.5) es ínfima, puesto que la densidad ρ es mucho mayor de P/c^2. Por ejemplo, inclusive en el Sol, donde la presión dentro es del orden de $P \approx \approx 10^{16}$ din/cm^2, y la densidad media $\rho \approx \approx 1$ g/cm^3, el segundo sumando asciende a 10^{-5} parte del primero.

Pero cuando las partículas de substancia a elevada temperatura se mueven a velocidades próximas a la velocidad de la luz, la presión es tan grande que ambos sumandos en (12.5) son igualmente importantes. Para el caso límite de la materia cuyas partículas se mueven con la velocidad de la luz, la

presión está relacionada con la densidad por la expresión

$$P = \frac{1}{3}\rho c^2. \qquad (12.6)$$

Esta substancia se llama relativista. De la expresión (12.5) se aprecia que la presión crea un campo de gravitación adicional.

¿Cómo influirá esto en la dinámica de la substancia en expansión? Enseguida daremos la respuesta a la pregunta planteada sin entrar en detalles *). Durante la expansión sin presión el radio del globo R cambiaba (véase (12.2)) proporcionalmente a $t^{2/3}$. En el caso de la substancia relativista con presión (12.6) la ley de la expansión es otra:

$$R \sim \sqrt{t}. \qquad (12.7)$$

Calculando la disminución de la densidad en este caso se debe tener en cuenta que con la expansión cae la energía del movimiento de las partículas, y de acuerdo con Einstein la masa está relacionada con la energía. Como resultado se deduce que la ley de variación de la densidad de la substancia relativista se diferencia muy poco de la ley (12.3) para la substancia fría:

$$\rho = \frac{3}{32\pi G t^2} = \frac{5\cdot 10^5}{t^2}\ (\text{g/cm}^3). \qquad (12.8)$$

(El tiempo t en (12.8) como también en (12.3), debe ser expresado en segundos).

*) Al lector que se interesa por los detalles lo remitimos al libro: *Ya. Zeldóvich, I. Nóvikov* Estructura y evolución del Universo (en ruso).

Y al fin resulta que la fórmula para calcular la densidad crítica (7.2) queda exactamente igual tanto al haber presión como sin ella.

Ahora, conociendo la mecánica de la expansión del Universo, podemos abordar el análisis de la física de los procesos que transcurren en éste.

13. Reflejo de la Gran explosión

Nosotros queremos aclarar lo que había sucedido en la singularidad hace unos 10...20 mil millones de años. En primer lugar surge una pregunta: ¿cómo se pueden investigar los acontecimientos que ocurrieron hace tanto tiempo?

Se entiende que esto es posible hacerlo estudiando las huellas dejadas por estos acontecimientos, huellas que hoy se pueden observar.

¿Qué huellas son éstas? Las huellas son muy diversas. Comenzaremos por el fenómeno que fue descubierto casualmente por un observador, aunque teóricamente se sabía que éste debía existir. Se trata de la radiación de microondas electromagnéticas que hoy llena todo el Universo. El conocido astrofísico soviético I. Shklovski la llamó relicta. Como ya hemos mencionado en la Introducción, ésta se conservó como relicto de aquellos lejanos tiempos cuando la substancia en el comienzo de la expansión del Universo estaba caliente. La idea misma de la gran temperatura en el comienzo de

la expansión fue postulada por el físico estadounidense Gamow a mediados de los años 40. El indicó que de su hipótesis deriva la existencia en el Universo de hoy de una radiación relicta, enfriada a causa del ensanchamiento, y evaluó su temperatura aproximada en varios grados Kelvin.

Pero ni el mismo Gamow, ni muchos de sus seguidores planteaban el problema de detectar experimentalmente la radiación relicta. Por lo visto, consideraban que esta radiación no puede ser descubierta, puesto que la misma se «hunde» en los flujos de energía que vienen a la Tierra por la radiación de las estrellas y los rayos cósmicos.

Sin embargo. en el año 1964 A. Doroshkiévich y el autor de estas líneas demostraron que en la gama espectral de las ondas de longitud centimétrica y milimétrica la radiación relicta en varias miles de veces supera la radiación de las estrellas y otras fuentes del Universo de hoy y, como consecuencia, puede ser descubierta con ayuda de radiotelescopio. No obstante, los observadores no prestaron atención a este trabajo. La radiación relicta fue descubierta casualmente por los radioastrónomos estadounidenses A. Penzias y R. Wilson en el año 1965 mientras reglaban un radiotelescopio. Es interesante que los astrónomos ya detectaban algunas manifestaciones de la radiación relicta mucho antes del descubrimiento de A. Penzias y R. Wilson, sin sospechar que era una revelación de las huellas del lejano pasado del Universo. Pero

en este libro no vamos a examinar en detalles la historia del descubrimiento de la radiación relicta*).

Las mediciones han demostrado que la temperatura de esta radiación es en nuestros días cercana a 3 K.

El Universo contemporáneo es prácticamente transparente para la radiación relicta, y ésta llega a nosotros de enormes distancias. No obstante, en el pasado cuando la temperatura en el Universo era elevada, la substancia era plasma ionizado y era opaco para la radiación relicta e interaccionaba con ésta.

Como ya veremos más adelante, la radiación relicta trae una importantísima información acerca del pasado del Universo. Por ello ahora la analizaremos con más detalles.

En primer lugar queremos dar algunas cifras que se desprenden de las observaciones. La intensidad máxima de la radiación relicta corresponde a la longitud de onda de cerca de 0,1 cm. Conociendo la temperatura, también se puede calcular cuántos fotones de esta radiación recaen por unidad de volumen. Resulta que por cada centímetro cúbico hay 500 fotones. Esto es muchísimo. Hay mucho más fotones relictos que partículas pesadas —protones— y núcleos atómicos más pesados. Efectiva-

---

*) Sobre esta historia se puede leer, por ejemplo, en: *I. Nóvikov.* Los agujeros negros y el Universo (en ruso).

mente, como ya hemos dicho la densidad media de la substancia en el Universo es de cerca de $3 \cdot 10^{-31}$ g/cm^3. El componente más importante de esta substancia es el hidrógeno. Por ello, dividiendo la densidad por la masa del núcleo atómico del hidrógeno (esta masa es de 10^{-24} g), obtendremos que una partícula corresponde por término medio a varios metros cúbicos. Esto significa que hay fotones relictos aproximadamente en mil millones de veces más que partículas pesadas.

¿Cuál es la densidad de la radiación relicta? Con una temperatura de 3 K la energía de cada fotón es de unos 10^{-15} ergios. Multiplicando esta energía por 500 fotones en un centímetro cúbico obtendremos la densidad $\varepsilon_{r.r} \approx 5 \cdot 10^{-13}$ erg/cm^3. Si escribimos esta densidad de la energía en forma de densidad de la masa ρ por la fórmula de Einstein $\varepsilon = \rho c^2$, resultará $\rho_{r.r} = 5 \times \times 10^{-34}$ g/cm^3. Comparando ésta con la densidad de la substancia $\rho_{subst} \approx 3 \cdot 10^{-31}$ g podemos ver que por la masa hay mil veces más substancia que radiación, a pesar de que por la cantidad de partículas la correlación $10^9 : 1$ es a favor de la radiación.

Veamos qué pasaba con estas y otras partículas en el pasado.

En el pasado visible ni las unas, ni las otras partículas prácticamente no nacían ni desaparecían. Aquí se deben hacer ciertas aclaraciones. La primera de ellas se refiere a los fotones relictos. El Universo de hoy es prácticamente transparente para la radiación

relicta. Está claro que los fotones relictos en el Universo actual en su aplastante mayoría no interaccionan con la substancia y a causa de ello no pueden cambiar en número. En el lejano pasado, cuando la densidad de la substancia era grande, también era grande la temperatura. La substancia del Universo estaba ionizada y era un plasma casi homogéneo; en ese entonces era opaca para la radiación. Los fotones relictos interaccionaban activamente con esa substancia. Mas cuantos fotones eran absorbidos en el grueso de la substancia, en cierto pequeño intervalo de tiempo, tantos se creaban con esta substancia caliente. Existía, como dicen, un equilibrio entre la radiación y la substancia. Esto significa que también en ese período la correlación de mil millones de fotones por un protón era correcta.

La segunda aclaración se refiere a los protones.

En su lejano pasado, en los primeros instantes después de haber comenzado la expansión, hacía tanto calor en el Universo que con una temperatura mayor de diez mil de miles de millones de grados la colisión de las partículas creaba protones y sus antipartículas —los antiprotones—, neutrones y antineutrones. Todavía volveremos a analizar todo esto. Por ahora no abordaremos los exóticos primeros instantes, se puede considerar que tanto los fotones relictos, como las partículas pesadas se conservan siempre.

Recordando esto, nos dirigimos al pasado. En el pasado la concentración de unas y otras partículas n_{subst} y $n_{r\,r}$ era, por supuesto, mayor que ahora, y estas concentraciones crecían a medida que se profundizaba en el pasado en el mismo número de veces:

$$n_{subst} \sim n_{r.r} \sim 1/R^3. \qquad (13.1)$$

Por ende, su correlación queda invariable: un protón por mil millones de fotones.

Pero entre los fotones y las partículas pesadas hay una diferencia enorme. La masa de las partículas pesadas durante todo el tiempo es invariable. Y la energía de los fotones con la expansión del Universo se reduce a causa del corrimiento hacia el rojo. La última oración debe ser aclarada. En primer lugar surge la siguiente pregunta. En el Universo actual los fotones relictos se mueven libremente, sin interaccionar ni con la substancia, ni el uno con el otro. ¿Por qué en este caso se reduce su energía y por qué enrojecen?

Todo el problema reside en que los fotones se difunden en el Universo en expansión entre las galaxias que se alejan unas de otras (fig. 14). Supongamos que un observador en la galaxia A mide la longitud de onda de los fotones de la radiación relicta, que vuelan, por ejemplo, en la dirección AB y esta longitud de onda constituye λ. A consecuencia de la homogeneidad del Universo en otras galaxias, por ejemplo D y B, los observadores en ese mismo momento

medirán la misma longitud de onda de los fotones de la radiación relicta. Pasado cierto tiempo los fotones de A volarán la distancia entre las galaxias A y B (la designaremos por r). El observador en la galaxia B, que se aleja de A a una velocidad v,

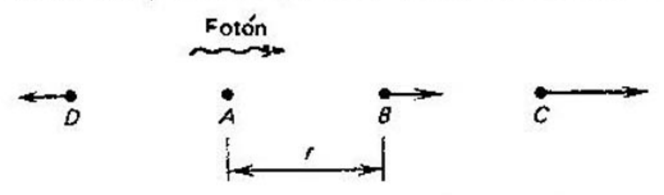


Fig. 14. Enrojecimiento de los fotones de la radiación relicta durante su libre movimiento en el Universo en expansión.

medirá la longitud de onda de los mismos fotones que antes medía el observador en A. ¿Cuál será ésta? A causa del efecto Doppler ésta se elevará:

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda}=\frac{v}{c}. \qquad (13.2)$$

Podemos apreciar que con los fotones mismos no se opera ningún cambio. La causa del enrojecimiento de los fotones reside en que su longitud de onda se mide ahora por otro observador (B) que se aleja del observador anterior (A). En este tiempo en la misma galaxia A se medirán los fotones que llegaron de D. Ellos también enrojecerán de acuerdo con la fórmula (13.2), puesto que las galaxias D y A también se alejan la una de la otra. Luego los fotones, por ejemplo, de B pasarán al observador en la galaxia C, la que se aleja a una velocidad

aún mayor de A. Los fotones resultarán todavía más enrojecidos, etc. La fórmula (13.2) puede ser escrita de otra forma. Durante la travesía de la luz Δt las galaxias se desplazarán en $\Delta r = v\,\Delta t$ *). Introduciendo en (13.2) v de aquí hallado y empleando la correlación $r = c\,\Delta t$, hallamos

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda} = \frac{v}{c} = \frac{\Delta r}{c\Delta t} = \frac{\Delta r}{r}. \qquad (13.3)$$

Así, pues, la variación relativa de la longitud de onda de la radiación relicta

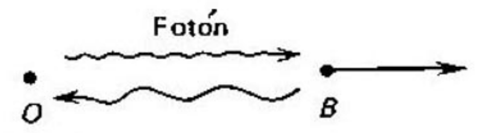


Fig. 15. Enrojecimiento de los fotones de la radiación relicta durante la dispersión en la partícula que se aleja B y el retorno a la partícula inicial O.

durante cierto tiempo Δt es igual al cambio relativo de la distancia entre las galaxias durante el mismo tiempo. Ahora volvamos a aquella época del lejano pasado cuando el plasma era opaco, y veamos cómo transcurría allí el enrojecimiento de la radiación. Ahora la radiación no se difunde libremente. La esencia de lo que ocurre en este caso con los fotones se puede comprender analizando el proceso siguiente (fig. 15). Supongamos

*) Consideramos galaxias no muy lejanas y por ello la velocidad v de la galaxia B no ha tenido tiempo de variar notablemente durante Δt y aproximadamente es constante, y Δr es pequeña en comparación con r.

que el fotón en el punto O tenía en un momento dado una longitud de onda λ. Este fotón avanza en la dirección de B, se dispersa hacia atrás por la partícula B y vuelve a O. ¿Cuál será ahora su longitud de onda? Es evidente que ésta aumentará, puesto que la reflexión del fotón tuvo lugar en la partícula B que se aleja de O a consecuencia de la expansión del plasma *). En este caso también accionó el efecto Doppler durante la reflexión de la partícula que se aleja. No resulta difícil apreciar que en este caso serán correctas las mismas correlaciones (13.2) y (13.3) que en el caso arriba examinado de difusión libre de los fotones.

De esta forma, el crecimiento de la longitud de onda de los fotones relictos siempre es proporcional al aumento de la distancia entre las partículas en el Universo en expansión.

Si cambia la longitud de onda, cambia la frecuencia $\omega = 2\pi c/\lambda$, también cambia la energía de cada fotón. De acuerdo con la fórmula de Planck $E_f = \hbar\omega = 2\pi\hbar c/\lambda$. Anteriormente cada fotón de la radiación relicta era más enérgico y, por consiguiente, de masa mayor (esta masa está ligada enteramente con la energía de su movimiento): $m_f = E_f/c^2 = \hbar \cdot 2\pi/c\lambda$.

---

*) Para revelar la esencia del efecto analizamos sólo las velocidades de alejamiento de las partículas a causa de la expansión y no tenemos en cuenta la dispersión térmica de las velocidades de las partículas.

La longitud de onda de la radiación es inversamente proporcional a la temperatura: $T \sim 1/\lambda$. Conque, podemos escribir

$$E_f \sim m_f \sim T \sim 1/\lambda \sim 1/r \sim 1/R. \quad (13.4)$$

La última relación en (13.4) emana del hecho de que $r \sim R$, siendo R el radio del globo analizado por nosotros en los capítulos anteriores.

En el pasado la densidad de la substancia en el Universo era mayor, puesto que era mayor la concentración de las partículas $n_{subst} \sim 1/R^3$ (véase (13.1)). Eso significa que

$$\rho_{subst} \sim 1/R^3. \quad (13.5)$$

En el caso de radiación relicta la concentración de fotones $n_{r.r}$ también es proporcional a $1/R^3$. Pero ahora también cambia con la expansión y la masa de cada fotón $m_f \sim 1/R$ (véase (13.4)). Por ello

$$\rho_{r.r} = m_f \cdot n_{r.r} \sim 1/R^4, \quad (13.6)$$

es decir, $\rho_{r.r}$ con la expansión se reduce con más rapidez que ρ_{subst}. Como pudimos ver más arriba, hoy la densidad ρ_{subst} es miles de veces mayor que $\rho_{r.r}$. En el futuro esta correlación será aún mayor. ¡Pero en el pasado $\rho_{subst}/\rho_{r.r} \sim R$ era menor que hoy! Cuando R era en mil veces menor que el de hoy, estas densidades eran iguales: $\rho_{subst} = \rho_{r.r}$, y aún antes $\rho_{r.r}$ era mucho mayor que ρ_{subst}. Este estado excepcional lo llaman era del plasma fotónico.

Cuanto más nos profundizamos en el pasado, tanto mayor es la temperatura y es cada vez más y más cerca la singularidad —el enigma de la explosión del Universo. Ahora podemos en nuestra travesía imaginaria en el tiempo aproximarnos a la singularidad no sólo en escalas cósmicas, sino también en nuestras medidas humanas.

14. A un segundo del enigma

¿Cuál es la ley por la cual ocurría en el pasado la caída de la temperatura del Universo en expansión? Esto no es difícil de calcular. Recordemos que a grandes temperaturas la densidad de la substancia en el Universo se reduce con el correr del tiempo por la ley (12.8). Esta densidad ρ prácticamente coincide con la densidad de la radiación relicta $\rho_{r.r}$. Ahora queda por expresar $\rho_{r.r}$ a través de la densidad de la energía: $\rho_{r.r} = \rho_{r.r}/c^2$; expresar $\varepsilon_{r.r}$ a través de la temperatura: por las leyes de la termodinámica $\varepsilon_{r.r} = \alpha T^4$, siendo $\alpha = 7{,}6 \cdot 10^{-15}$ erg/(cm$^3 \cdot$ K^4), e introducir la expresión obtenida en (12.8). Obtenemos la relación de la temperatura y el tiempo que ha transcurrido desde el comienzo de la expansión:

$$T \approx \frac{10^{10}}{\sqrt{t}}. \qquad (14.1)$$

En esta correlación el tiempo t se expresa en segundos y la temperatura T en grados Kelvin. Pasado un segundo después del

comienzo de la expansión la temperatura era $T \approx 10^{10}$ K. Con t menor la temperatura es aún mayor. Con una temperatura tan enorme tienen lugar los procesos de nacimiento y aniquilación de partículas elementales. Por ejemplo, los procesos de nacimiento de los pares electrón — positrón durante la colisión de los cuantos γ enérgicos y la aniquilación de los pares electrón — positrón con la conversión en fotones:

$$\gamma + \gamma \rightarrow e^+ + e^-, \quad e^+ + e^- \rightarrow \gamma + \gamma. \quad (14.2)$$

Para el nacimiento del par electrón — positrón se debe gastar una energía igual, como mínimo, a la suma de las masas de estas partículas, multiplicada por el cuadrado de la velocidad de la luz, es decir, cerca de 1 MeV. Por consiguiente, tales procesos pueden transcurrir sólo con una temperatura superior a los diez mil millones de grados, cuando muchos cuantos de luz poseen semejantes energías. La colisión de electrones y positrones puede acarrear el nacimiento del neutrino y antineutrino, es posible también la reacción inversa:

$$e^+ + e^- \rightarrow \nu + \bar{\nu}, \quad \nu + \bar{\nu} \rightarrow e^+ + e^-. \quad (14.3)$$

Cuando la temperatura es aún mayor, es posible durante las colisiones el nacimiento de partículas más pesadas y sus antipartículas. La colisión de las partículas con sus antipartículas conlleva su aniquilación. Todos estos procesos de transformación mutua se desarrollan con extraordinaria rapidez. Se tiene, como dicen, un equilibrio termodinámico entre todas las partículas. Cuantas

partículas y antipartículas nacen en las colisiones, tantas mueren durante la aniquilación.

Cuando la temperatura es muy elevada, notablemente mayor de 10^{12} K, entonces, además de las partículas de substancia común, de la cual constan hoy los mundos celestes, en el Universo existían aproximadamente en iguales cantidades muchísimas clases de pares de partículas y sus antipartículas. Y todas estas clases se convertían rápidamente una en otra.

Eso significa que en esta «sopa hirviente» de partículas hay, por ejemplo, protones y antiprotones, neutrones y antineutrones, etc., aproximadamente tantos como fotones*). Ahora podemos olvidar por un tiempo acerca de la substancia común, de la que se componen las estrellas en el Universo de hoy. Es que partículas de esta substancia (básicamente protones) hay por su cantidad en mil millones de veces menos que fotones relictos. En el pasado, cuando a alta temperatura había tantos protones y antiprotones cuantos fotones, este incremento de una partícula por mil millones de protones y antiprotones era insignificante en relación cuantitativa**). Por cierto, el lector puede

*) Queremos recordarle que el fotón coincide con su antipartícula.

**) Este mismo aumento en una partícula había para mil millones de neutrones y antineutrones. Los neutrones y protones en aquel entonces se convertían rápidamente unos en otros durante las colisiones con las partículas ligeras (de la misma forma que los antiprotones y antineutrones).

preguntar: ¿por qué existía este insignificante exceso de una partícula por mil millones de pares? Y por otro lado: ¿por qué era tan pequeño? ¿Por qué era excesiva precisamente una partícula y no una antipartícula? ¡Estos problemas son muy importantes! Pero los abordaremos más tarde, y mientras tanto volvamos a nuestra «sopa hirviente». Durante el ensanchamiento se reducía la temperatura, y no era suficiente la energía de las partículas para la aparición de pares de partículas y antipartículas pesadas, tales, por ejemplo, como el protón y el antiprotón, más su aniquilación durante las colisiones lógicamente tiene lugar. Estas partículas «morían». En lo sucesivo con la reducción de la temperatura «mueren» diversos tipos de mesones.

En la mitad del primer segundo la temperatura, como recordamos, se redujo hasta 10^{10} K y de toda la diversidad de partículas quedaron sólo los fotones, electrones y positrones, neutrinos y antineutrinos*).

A temperaturas elevadas el neutrino y antineutrino se transforman en pares constituidos por el electrón y el positrón e inversamente por la reacción (14.3). La velocidad con la que se desarrolla esta reacción

---

*) Para simplificar por ahora hablemos sólo de un tipo de neutrino, de los neutrinos electrónicos. De los neutrinos mu (μ) y tau (τ) hablaremos más adelante. Además, es posible la existencia de otras partículas, desconocidas hasta ahora, o partículas hipotéticas. También de ellas hablaremos más adelante.

depende en sumo grado de la temperatura. El tiempo característico (en segundos) durante el que se cumple la reacción, puede ser escrito en la forma

$$\tau \approx \frac{10^{51}}{T^5}. \qquad (14.4)$$

Aquí la temperatura se expresa en grados Kelvin. Podemos apreciar que siendo grandes T el tiempo τ es muy pequeño y la reacción de la transformación tiene tiempo de transcurrir con rapidez. Por otro lado, la relación entre el tiempo t, transcurrido desde el comienzo de la expansión del Universo, y la temperatura T se determina por la fórmula (14.1), la que puede ser copiada en la forma

$$t = \frac{10^{20}}{T^2}. \qquad (14.5)$$

Siendo elevadas T el tiempo de la reacción $\tau \ll t$ y la reacción tiene tiempo de transcurrir con rapidez, estableciendo un equilibrio entre los pares electrón — positrón y neutrino. Cuando resulta que $\tau > t$, eso significa que la reacción ya no tendrá tiempo de transcurrir en la substancia que se enfría del Universo. De esta manera, cuando τ se iguala a t, el neutrino pasa a ser libre y todo el Universo, cada vez más expansionado y enfriado, es transparente para ellos. Igualando τ y t, hallamos la temperatura T_ν, durante la cual esto ocurre: $T_\nu \approx 2 \cdot 10^{10}$ K. Esta temperatura se establece en el Universo aproximadamente al

cabo de $t \approx 0{,}2$ s después de comenzar la expansión. En lo sucesivo, los neutrinos son libres, el número de neutrinos no varía y ellos se conservan hasta nuestros días, sólo que su energía debe reducirse a causa del corrimiento hacia el rojo durante la expansión de la misma forma que la energía y la temperatura de los cuantos de la radiación electromagnética.

De esta manera, en nuestra época en el Universo de radiación electromagnética relicta deben existir neutrinos y antineutrinos relictos. La energía de estas partículas debe ser aproximadamente igual a la energía de los cuantos de la radiación electromagnética relicta de hoy, y su concentración también casi coincide con la concentración de los cuantos relictos *).

La detección experimental de los neutrinos relictos sería de enorme interés. Es que para el neutrino el Universo es transparente comenzando por unas fracciones de segundo después de comenzada la expansión. Descubriendo el neutrino relicto, podríamos dar un vistazo directamente en el lejano pasado del Universo, cuya información nos la traen estos neutrinos.

---

*) Después de que el neutrino dejó de interaccionar con la substancia tuvo lugar (con un tiempo t cerca de varios segundos) la aniquilación de los electrones y positrones. Básicamente su energía pasó a la energía de los cuantos γ. Esto determinó fundamentalmente una temperatura de los fotones de la radiación relicta un tanto mayor en comparación con el neutrino.

Pero lamentablemente la detección directa con el método nuclear de los neutrinos de energías tan bajas, como deben ser los neutrinos relictos, por ahora es un problema prácticamente irrealizable.

Además de los neutrinos electrónicos, también existen los neutrinos mu (μ) y tau (τ). Para éstos el Universo se hizo transparente aún antes que para los neutrinos electrónicos. Esta clase de partículas relictas también deben encontrarse en el Universo de hoy, pero su revelación directa con ayuda de algunas reacciones es un problema mucho más difícil que la detección de los neutrinos electrónicos.

La temperatura más elevada, de la cual ya hablamos en este capítulo, es $10^{12}...10^{13}$ K. Una temperatura así había después de $t \approx 10^{-4}...10^{-6}$ s después del comienzo de la expansión del Universo. Así nos hemos aproximado a una millonésima de segundo hacia la singularidad. Es posible que esto lo tome el lector con una sonrisa incrédula. Realmente, es que estamos hablando con determinación de lo que hubo con $t = 10^{-6}$ s, mientras que nuestra época dista de la singularidad a $t \approx 4 \cdot 10^{17}$ s. Estas cifras parecen completamente incomparables y por ello no es asombrosa la incredulidad. Más todavía, cuando fue propuesta la teoría del Universo caliente, los mismos físicos se referían involuntariamente con enorme precaución y con frecuencia escépticamente a los razonamientos sobre los procesos en intervalos de tiempo

tan pequeños. Es que el Universo de aquel entonces no se parecía en nada al que hoy observamos. Era muy difícil sicológicamente creer en la realidad de los cuadros propuestos. Por lo visto, estas dificultades fueron uno de los motivos de cierta desconfianza hacia la teoría del Universo caliente en los primeros años de su creación. En parte por la misma razón no se trató de buscar la radiación relicta inclusive pasados veinte años de su pronóstico.

No obstante, ahora estamos plenamente convencidos de la validez tanto de la misma teoría (esto lo comprueba la detección de la radiación relicta) como del cálculo de los procesos transcurridos en el temprano Universo, puesto que éste está basado en las conclusiones de la teoría de las partículas elementales. Y la teoría de las partículas elementales para energías correspondientes a las temperaturas $10^{12}...10^{13}$ K fue comprobada fiablemente en experimentos de laboratorio de los físicos.

Pero por más interesantes que sean los fenómenos que hemos analizado, éstos aún no nos dan la respuesta al enigma del comienzo de la expansión del Universo.

Por ello tenemos que seguir nuestro viaje hacia la singularidad.

15. El microcosmos

Cuanto más próximos estemos a la singularidad, tanto más elevada es la temperatura del Universo y, por consiguiente,

es mayor la energía de las partículas de la materia. ¿Qué procesos debemos esperar aquí en un mundo de gigantescas energías? Para poder aclararlo dejemos por un tiempo la cosmología y abordemos el dominio de lo infinitamente pequeño —el mundo de la física de las partículas elementales.

Por fuerza mayor nuestra excursión será muy breve y sólo analizaremos los hechos principales, especialmente importantes para comprender los procesos en el temprano Universo.

Durante los dos últimos decenios en la física de partículas elementales tuvo lugar una verdadera revolución. Quedó aclarado que las partículas elementales, de las cuales consta la substancia, tales, por ejemplo, como el protón y el neutrón, no son los «indivisibles ladrillitos de los que se compone el Universo», sino complicados sistemas compuestos de objetos aún más elementales —los quarks. Fue establecida la existencia de clases enteras de nuevas partículas con propiedades completamente insólitas. Pero quizás lo más importante es el establecimiento de la extraordinaria unidad de las diversas fuerzas naturales, las cuales hace poco parecían tener una naturaleza muy diferente. Esta unidad se revela con energías muy elevadas y por ello es extraordinariamente importante para la cosmología del comienzo de la expansión del Universo.

No es la primera vez que la física está frente a una situación cuando las fuerzas

que parecían no parecerse en nada la una a la otra, a la postre resultaban ser diferentes revelaciones de una esencia común más general. Esto ya había sucedido con las interacciones eléctricas y magnéticas. La gente conocía la manifestación de estas fuerzas desde tiempos inmemoriables. Mas parecía que los imanes no accionaban de ninguna manera las cargas eléctricas y viceversa. No obstante, con los experimentos de Ampère, Faraday, y otros físicos, fue establecido que las cargas en movimiento crean un campo magnético, y el movimiento del imán acarrea la aparición de fuerzas eléctricas. La teoría electromagnética de Maxwell al cabo de medio siglo reunió estas interacciones, diferentes a primera vista, en una propiedad común —el campo electromagnético. Resultó de esta manera que el electromagnetismo es un fenómeno común y sólo en condiciones especiales, cuando no hay movimiento ni variación de los campos con el tiempo, éste se desintegra en electricidad y magnetismo.

A. Einstein al poco tiempo de haber creado la teoría general de la relatividad comenzó un trabajo titánico, tratando de unificar el electromagnetismo y la gravitación, esos dos tipos de interacción, los cuales se conocían en aquellos años. Estos intentos fueron continuados por él durante toda su vida. Pero en aquellos tiempos la ciencia aún no estaba preparada no sólo para resolver con éxito este problema, sino inclusive para comprender la monumental

importancia de esos intentos. Muchísimos físicos tenían una actitud muy escéptica ante los intentos de Einstein. De esta manera, el famoso físico W. Pauli hablaba pintorescamente sobre este problema: «lo que fue dividido por Dios, no lo puede unificar el hombre». Cuando más tarde se comenzaron las tentativas de unificar otras fuerzas de la naturaleza, también chocaban con ese mismo esceptismo. Para ilustrarlo, daremos una cita más. Este mismo W. Pauli escribía en una carta al físico pakistaní A. Salam en el año 1957: «Estoy leyendo sin prisa su artículo... Me ha asombrado mucho su título —«Interacción universal de Fermi»—; eso está relacionado con el hecho de que hace un tiempo me atengo a una regla: si el científico dice «universal» significa que se trata de un disparate».

Desde las primeras tentativas de Einstein han pasado muchos decenios y la situación en la física cambió bruscamente. Actualmente se conocen cuatro tipos de acciones recíprocas físicas: gravitacionales, débiles, electromagnéticas y fuertes.

En este libro, analizando los problemas del Universo, hablamos principalmente de la interacción gravitacional, la que rige el movimiento de los mundos. En el mundo de las partículas elementales, generalmente la gravitación puede no tomarse en cuenta. Agreguemos algunas palabras preliminares sobre las tres interacciones restantes.

Como ejemplo del proceso que transcurre a cuenta de la interacción débil, sirve

la desintegración del neutrón libre n en el protón p, el electrón e^- y el antineutrino $\bar{\nu}_e$:

$$n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e. \qquad (15.1)$$

Podemos apreciar la sustancial diferencia en la revelación de esta interacción respecto de las manifestaciones de la interacción gravitacional analizadas por nosotros. La gravitación en esa aproximación de movimientos lentos, de los cuales ya hemos hablado, sólo cambia el estado del movimiento de las partículas, en tanto que la interacción débil (15.1) cambia la naturaleza interna de las partículas. Las interacciones fuertes determinan las diferentes reacciones nucleares (tales, por ejemplo, como las reacciones termonucleares), como también el surgimiento de fuerzas que asocian los neutrones y protones en los núcleos.

Con las fuerzas eléctricas y magnéticas estamos familiarizados por los ensayos en la escuela, y por eso éstas no necesitan comentarios.

Las partículas, de las que consta la materia, se dividen en grupos en dependencia de las propiedades de sus interacciones.

Las partículas que no participan en acciones recíprocas fuertes se denominan leptones. Hay seis de estas partículas: el electrón e^-, el muón μ^- (mu), el leptón τ^- (tau) y tres clases de neutrino: el electrónico ν_e, el neutrino mu (ν_μ) y el neutrino tau (ν_τ) *).

---

*) El neutrino τ aún no ha sido descubierto. Pero, por lo visto, nadie duda de su existencia,

Los leptones se agrupan en pares:

$$\begin{pmatrix} e^- \\ \nu_e \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} \mu^- \\ \nu_\mu \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} \tau^- \\ \nu_\tau \end{pmatrix}. \qquad (15.2)$$

Esta unificación está determinada por el hecho de que cada clase de neutrino participa en reacciones junto con su pareja en pares. Las partículas en la línea superior de la tabla tienen carga eléctrica igual a la carga del electrón, las partículas de la línea inferior son electroneutras.

Las partículas fundamentales restantes llevan el nombre de quarks, ellas participan en interacciones fuertes (como también en débiles y en electromagnéticas). De los quarks se componen las partículas que participan en interacciones fuertes y se denominan hadrones. Como ejemplo de hadrones son el protón, el neutrón y el mesón π. En total hay seis quarks designados con letras latinas y también agrupados en tres familias, correspondientes a las familias de leptones:

$$\begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}. \qquad (15.3)$$

Los quarks poseen propiedades bastante exóticas. Si se expresa su carga eléctrica en unidades de la carga del electrón, resulta que las cargas de los quarks son fracciona-

---

en adelante no comentaremos algunos vacíos en nuestros conocimientos. Al lector interesado le recomendamos leer publicaciones especiales en física de partículas elementales.

rias. Las partículas dispuestas en la línea superior de la tabla (15.3) tienen una carga de $+^2/_3$, y en la línea inferior, $-^1/_3$.

A cada partícula le corresponde una antipartícula. Para las partículas eléctricamente cargadas, la carga de las antipartículas es opuesta. Por ejemplo, al electrón e^- con carga negativa le corresponde la antipartícula —el positrón e^+— con carga positiva, al quark u con la carga $+^2/_3$ le corresponde el antiquark $\bar{u}$ con la carga $-^2/_3$, etc. *).

Todas las partículas fundamentales enumeradas arriba, de las cuales consta la materia, poseen además una importante propiedad. Les es inherente su rotación propia —el momento de impulso interno o, como la llaman en mecánica cuántica, el espín. Y en este caso el espín de estas partículas, medido en unidades de la constante de Planck $\hbar$ **), es igual a $^1/_2$.

Unas palabras más acerca de los quarks. Como ya se había dicho, los quarks son partes componentes de las partículas de fuerte interacción —los hadrones. A su vez los hadrones se subdividen en bariones, los que tienen espines semiintegrales y mesones con espines integrales (en unidades $\hbar$). Cada barión consta de tres quarks, y el mesón, de un quark y un antiquark. Con estas asociaciones la carga de la partícula

*) Generalmente la antipartícula se designa con una rayita sobre la letra.

**) La constante de Planck $\hbar = 1{,}05 \times \times 10^{-27}$ erg·s.

compuesta resulta obligatoriamente entera. Por ejemplo, la composición del protón es *uud*, del neutrón, *ddu*, la composición del mesón π^+, $u\bar{d}$.

Una particularidad admirable de los quarks reside en que en el Universo de hoy éstos existen en estados asociados, sólo formando parte de los hadrones. Los físicos no detectaron quarks en unidades libres, a pesar de las muchísimas tentativas de hacerlo. ¿Por qué el quark no puede ser arrancado del hadrón o creado de alguna otra manera? Este es uno de los problemas fundamentales de la física de partículas elementales, y aún volveremos a tratar sobre esto.

Abordemos ahora el problema de la acción recíproca entre las partículas. Todos los procesos que tienen lugar en el Universo son el resultado de estas interacciones. ¿Pero cómo ocurren estas interacciones, en qué reside su esencia?

16. Los transportadores ("vehículos")

Las partículas interaccionan mediante el intercambio de otras partículas —los «vehículos» de la interacción. Cada uno de los cuatro tipos de interacciones enumerados arriba, tienen sus «vehículos».

Comencemos por la interacción electromagnética, bien conocida por nosotros. Su «vehículo» es el fotón. En la fig. 16 se muestra el esquema de interacción electro-

magnética entre el protón y el electrón. El protón emite el fotón que es absorbido por el electrón. Claro, el lector sabe que la representación visual es imposible para el mundo de las partículas elementales, puesto que allí actúan leyes de la mecánica cuántica completamente extrañas para nosotros. Por

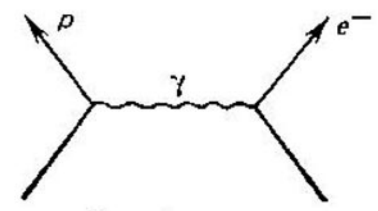


Fig. 16. Interacción electromagnética entre las partículas cargadas mediante el intercambio de fotones γ.

ende, son imposibles también representaciones gráficas. Pero, a pesar de todo, esquemas similares, como se expresó en un artículo de divulgación el físico estadounidense M. Gell-Mann, crean la «ilusión de comprensión» y hasta cierto grado ayudan aunque no a una comprensión completa, por lo menos a crear una imagen de lo que ocurre. Se debe decir que para los especialistas esquemas semejantes sirven también como instrumento de trabajo para calcular las interacciones. Estos han obtenido el nombre de diagramas de Feynman, por el nombre de su inventor *).

---

*) Al lector que le interesa el problema le aconsejamos leer el libro: *R. Feynman.* QED. The strange theory of light and matter. Princeton, 1985.

En el caso de la interacción gravitacional, como «vehículo» sirven los cuantos del campo gravitacional —los gravitones. Por ahora no hablaremos sobre este tipo de interacción. Tanto los fotones como los gravitones no tienen masa (como dicen, masa en reposo) y siempre se mueven con la velocidad de la luz.

Las interacciones débiles también tienen sus «vehículos». Estas partículas, las que

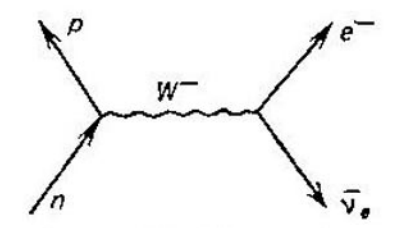


Fig. 17. Desintegración del neutrón con la participación del bosón W^-.

obtuvieron el nombre de bosones vectoriales (no aclaramos aquí por qué los llaman así). Estos son tres (y no de a una partícula, como fue en el caso de las interacciones electromagnéticas y gravitacional): W^+, W^-, Z^0. Las partículas W^+ y W^- llevan cargas positivas y negativas respectivamente, y la partícula Z^0 es electroneutra. Un ejemplo de interacción débil con la participación de la partícula W^- se muestra en la fig. 17. Este esquema representa la desintegración del neutrón. Una diferencia considerable de los «vehículos» de la interacción débil del fotón y el gravitón consiste en que éstos son de gran masa. En física de las partículas

elementales la masa se mide en unidades energéticas por la fórmula $E = mc^2$. En estas unidades la masa de los «vehículos» de la interacción débil es de cerca de 100 GeV (1 GeV = 10^3 MeV = 10^9 eV). Recordemos que la masa del protón corresponde aproximadamente a 1 GeV. Con la gran masa de los «vehículos» está relacionado el hecho de que la interacción débil es posible sólo en distancias muy cortas, de unas 10^{-16} cm. ¿Por qué ocurre de esa forma? El problema reside en lo siguiente. Para emitir una partícula «vehículo» pesada, la partícula que interacciona gastará una gran energía. ¡Pero no hay de dónde sacar esta energía! Mas en el mundo de las partículas elementales existe el llamado principio de indeterminación. Este reza que al medir una duración no mayor de Δt no es posible medir la energía con una precisión mayor que

$$\Delta E = \frac{\hbar}{\Delta t}. \qquad (16.1)$$

Esto significa que para un período corto de tiempo Δt en la partícula o sistema puede aparecer una energía como «de ninguna parte», pero esta energía «prestada» debe ser tal, que durante un tiempo Δt no sea posible medirla y para no entrar en contradicción con la ley de conservación de la energía.

Volvamos ahora a nuestras partículas en interacción. El tiempo Δt que transcurre entre la emisión (durante la cual se «presta»

la energía) y la absorción de la partícula «vehículo» con una masa m (cuando se devuelve el «préstamo»), no debe superar

$$\Delta t = \frac{\hbar}{\Delta E} = \frac{\hbar}{mc^2}. \qquad (16.2)$$

Con grandes m el período Δt resulta muy pequeño. Así, con $m \approx 100$ GeV obtenemos $\Delta t \approx 10^{-26}$ s. Durante este tiempo la partícula «vehículo», aun moviéndose con la velocidad de la luz, podrá recorrer una distancia no mayor de $r \approx 3 \cdot 10^{-16}$ cm. Esto es lo que determina el radio de acción de las fuerzas nucleares débiles.

Analicemos ahora las interacciones fuertes. Sus «vehículos» son los gluones. Así como los fotones, éstos no tienen masa en reposo. En caso de la interacción electromagnética la emisión y absorción de los «vehículos» —los fotones— están relacionadas con la existencia de carga eléctrica en la partícula. En caso de las interacciones fuertes la emisión y absorción de los gluones también están relacionadas con la existencia de cargas especiales en los quarks. Pero estas cargas pueden ser de tres tipos diferentes y tienen las denominaciones: rojo, amarillo y azul. A veces la interacción más fuerte se denomina fuerza de color. Cualquier quark puede poseer uno de los tres «colores». Se entiende que no tienen ninguna relación con el color común estos nombres convencionales.

Otra diferencia respecto del electromagnetismo es que los gluones transportan ellos

mismos las cargas de color y están de esta manera cargados de color. Hay que recordar que el fotón no lleva la carga eléctrica. Un ejemplo de interacción fuerte entre los quarks se muestra en la fig. 18. Todos los «vehículos» de fuerzas examinados por nosotros poseen propiedades comunes: ellos

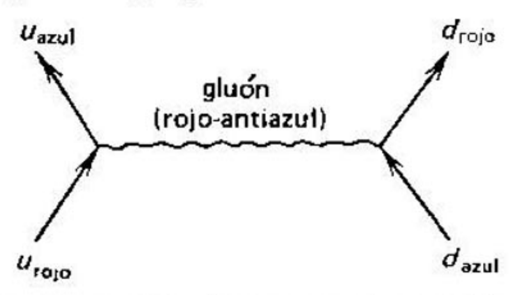


Fig. 18. Interacción fuerte entre los quarks, efectuada por un gluón.

tienen un espín integral (recordemos que los espines de las partículas elementales son semiintegrales). En fotones, bosones W^+, W^-, Z^0 y gluones el espín es igual a 1, en los gravitones a 2 (en unidades $\hbar$).

Estas son las nociones breves sobre el mundo de las partículas elementales y sus interacciones. Resumamos lo dicho en forma de una tabla.

Se suele decir que las partículas en las diferentes líneas de cada familia se diferencian por su «aroma» (claro, también es un nombre convencional). La interacción débil puede cambiar el aroma de las partículas.

Con esto, al parecer, podríamos detenernos en nuestra excursión al micromundo, en

Partículas	Interacciones y sus "vehículos"			
	fuerte	electromagnética	débil	gravitacional
Quarks $\begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix} \begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}$	} gluones	} fotones	} Bosones $W^{\pm}$, Z^0	} gravitones
Leptones $\begin{pmatrix} e \\ \nu_e \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \mu \\ \nu_\mu \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \tau \\ \nu_\tau \end{pmatrix}$				

nuestro conocimiento con las partículas más pequeñas de la materia que hoy se conocen. Pero en realidad esos fenómenos que han sido fiablemente establecidos, sobre los cuales hemos contado, son sólo una introducción para conocer el asombroso mundo de lo infinitamente pequeño. Las propiedades de este mundo están estrechamente entrelazadas con las propiedades del Universo infinitamente grande. Los datos expuestos en la tabla pueden considerarse como cierta «cima del témpano» que podemos ver hoy al examinar los procesos que se operan con energías relativamente pequeñas. La verdadera esencia de los fenómenos que se desarrollan en el micromundo es mucho más amplia, ésta apasiona y es muy importante para la cosmología. Algunos aspectos de esta «parte sumergida» del témpano los vamos a conocer ahora. Hay que advertir especialmente al lector de que aun los estudiosos no ven con claridad la estructura de

«la parte sumergida», y cuanto más penetremos en la esencia de los fenómenos, tanto más hipotéticos serán algunas nociones. Pero, a pesar de todo, estas nociones de lo más nuevo de la ciencia son tan importantes que consideramos necesario darlas a conocer a los lectores, teniendo en cuenta que los contornos básicos de los fenómenos trazados por la ciencia, por lo visto, son correctos.

17. El vacío

Antes de continuar nuestro conocimiento con las partículas y los «vehículos» de las interacciones, tendremos que decir algunas palabras sobre el vacío. A primera vista parece que no hay de qué hablar: el vacío es el vacío, la nada. Pero el problema no es tan simple y trivial. El vacío es lo que queda si se quitan todas las partículas, todos los cuantos de cualesquiera campos físicos. Pero entonces no quedará nada, dirá el lector (si no es físico). El problema es que sí, quedará. Recordemos el principio de indeterminación (16.1). De acuerdo con esta correlación por un período corto de tiempo Δt puede aparecer una energía $\Delta E = \hbar/\Delta t$, como si fuese de «ninguna parte». En el vacío esta energía puede provocar el nacimiento del par: partícula y antipartícula. La masa de este par de partículas corresponde a la fórmula de Einstein $2mc^2 = \Delta E$. Dispersarse y quedarse —como las partículas reales— ellas no pueden, puesto que esto significaría que las partículas nacieron

de la nada, violando la ley de conservación de la energía. Al cabo de un período de tiempo Δt las partículas se fusionan y desaparecen. Estas partículas que «no han nacido», que aparecen sólo por un corto período de tiempo tomando «prestada» la energía, han obtenido la denominación de partículas virtuales. Ellas surgen y se aniquilan en el vacío constantemente. Semejantes fenómenos ocurren con todas las clases posibles de partículas. Esta singular «ebullición» del vacío es precisamente lo que queda en el vacío al expulsar todas las partículas reales y cuantos de los campos físicos. Suprimir esta «ebullición», o como la llaman, fluctuaciones cuánticas, en principio es imposible con ningún método. Esto significaría violar el principio de indeterminación de la mecánica cuántica. El vacío «en ebullición» es el estado energético más bajo posible de todos los campos.

¿Se revela de algún modo semejante «ebullición» del vacío? Sí, se revela. Por ejemplo, la partícula «vehículo» puede entrar en interacción con las partículas virtuales del vacío en «ebullición» y esto influye en la interacción.

Otro ejemplo: un campo electromagnético bastante fuerte puede separar el electrón y el positrón virtuales que surgieron en el vacío hacia lados diferentes, comunicándoles energía e impidiendo su fusión y con eso convirtiéndolos en partículas reales. Estos procesos se pueden observar.

De esta manera, el vacío es un estado

complicadísimo de partículas virtuales en «ebullición» de todas las clases posibles.

Seguramente ahora no asombrará al lector el hecho de que, las propiedades de este estado —el vacío— dependen del método de que éste se prepara. Por consiguiente, ¡puede haber distinto vacío, distinta vacuidad!

Más adelante ya daremos ejemplos de diferentes vacíos posibles. Por ahora plantearemos el problema: ¿será posible que como resultado de la actividad del vacío (como resultado de la «ebullición») pueda aparecer cierta densidad de energía ε como consecuencia de la interacción de las partículas virtuales?

Resulta que la densidad de energía ε puede aparecer y eso significa que también puede aparecer su correspondiente densidad de masa $\rho = \varepsilon/c^2$. Esto fue subrayado por Ya. Zeldóvich en el año 1967. En este caso el lector preguntará, por supuesto: ¿acaso no significa esto la aparición de la idea en nuestra mente de cierto medio universal, de cierto nuevo «éter»? De ser así, este medio debe restablecer el concepto de reposo y movimiento absoluto. Es que el movimiento respecto a este medio sería también el movimiento respecto al vacío, es decir, respecto al espacio absoluto.

Parecería que moviéndonos respecto a este nuevo «éter», debiéramos experimentar el flujo que se nos viene encima —el viento del «éter». Este viento del «éter» era precisamente lo que quería descubrir Michelson

ya en el siglo pasado, tratando de medir el movimiento de la Tierra a través del éter, en cuya existencia creían en aquel tiempo.

Si el nuevo «éter» fuera parecido a los medios comunes, el viento al encuentro durante el movimiento en éste se podría detectar realmente. Pero el problema reside en que el vacío es un medio muy especial. En el vacío a la par de la densidad de energía ε aparecen obligatoriamente tensiones, semejantes a las tensiones que surgen en un cuerpo sólido durante el estiramiento. Estas tensiones son equivalentes a la presión negativa, por ello es así como dicen: surge la presión negativa P. En medios comunes las presiones y las tensiones componen una fracción pequeña de la densidad total de la energía (que incluye la masa en reposo). En el vacío la presión negativa por su valor absoluto es igual a la densidad de la energía: $-P = \varepsilon$. Y en esta propiedad insólita reside la importante diferencia del vacío de los medios comunes. Cuando el observador comienza a avanzar en algún sistema de referencia, a su encuentro se le vendrá encima el flujo de energía relacionado con la densidad de energía ε y, parecería que el observador puede medir este flujo (éste es el «viento»). Pero además de este flujo se le vendrá encima al observador también el flujo de energía relacionado con la presión negativa P. Este flujo será negativo, pero por el módulo será igual al primer flujo (puesto que $\varepsilon = -P$)

y por ello compensará con exactitud este primer flujo. Como resultado ¡no habrá ningún «viento»! De cualquier forma que avance por inercia el observador, siempre medirá la misma densidad de energía ε del vacío (si ésta existe), y la misma presión negativa $-P$, y no surgirá ningún viento relacionado con el movimiento. El vacío es igual para cualesquiera observadores que avancen uno respecto a otro por inercia.

Volveremos todavía más de una vez a hablar del vacío, pero ahora abordaremos otra vez las partículas elementales.

18. Primer paso hacia la unidad de las fuerzas de la Naturaleza

Como ya hemos dicho anteriormente, la interacción electromagnética entre las partículas, portadoras de carga eléctrica, es determinada por el intercambio de fotones. La intensidad de esta interacción es posible caracterizarla por la llamada constante electromagnética de acoplamiento α_{em}. Esta resulta al dividir el cuadrado de carga del electrón por la constante de Planck y la velocidad de la luz:

$$\alpha_{em} = \frac{e^2}{\hbar c}. \qquad (18.1)$$

Esta magnitud es adimensional (no depende de la elección de las unidades de medida) y es igual a $\sim 1/137$.

La interacción débil también está ligada con la existencia de cargas especiales. La fuerza de interacción de estas cargas se caracteriza por la constante de interacción débil $\alpha_{déb}$. El valor de $\alpha_{déb}$ es próximo a α_{em}.

No obstante, la considerable diferencia entre la interacción electromagnética y la débil reside en que la última ocurre tan sólo en caso de pequeñas distancias, del orden de 10^{-16} cm. Como ya hemos visto, esto está relacionado con la enorme masa de los bosones W^+, W^- y Z^0. Las partículas que interaccionan pueden «tomar prestada» la energía para el nacimiento y la transmisión de los bosones-«vehículos» sólo para un tiempo muy corto. Por ello también éstas pueden interaccionar de esta manera sólo hallándose muy cerca una de otra. ¿Y qué pasaría si las masas de todas las partículas-«vehículos» —los bosones W^+, W^-, Z^0 y los fotones γ— fueran iguales a cero? O una pregunta más: ¿qué pasaría a temperaturas muy elevadas, cuando los bosones W^+, W^- y Z^0 pudieran nacer con tanta facilidad como los fotones γ? Entonces el intercambio de los bosones W^+, W^- y Z^0 ocurriría con la misma eficacia que el intercambio de los fotones γ, y se realizaría la simetría completa entre las interacciones débiles y las electromagnéticas. Resulta que en estas condiciones (es decir, con grandes energías) se revela la misma esencia de las interacciones analizadas y éstas se unifican en la interacción electrodébil única. Esta se ca-

racteriza por dos constantes adimensionales: $\alpha_1 \approx 0{,}01$ y $\alpha_2 \approx 0{,}03$, y las constantes α_{em} y $\alpha_{déb}$ se expresan mediante éstas aplicando simples correlaciones lineales.

De esta manera, si la temperatura es lo suficientemente elevada $-T > 10^{15}$ K— (energía de las partículas $E > 100$ GeV), entonces existe una interacción electrodébil única entre las partículas, hay abundancia de «vehículos» —los bosones W^+, W^-, Z^0 y los fotones γ— y éstos no poseen masas. Resulta que en este caso no hay masa no sólo en los «vehículos» de interacción, sino tampoco en todas las partículas arriba enumeradas —los quarks y leptones. En este sentido ellas son parecidas a los fotones. ¿Qué ocurre al reducirse la temperatura? La simetría evidente entre las interacciones electromagnética y débil se distorsiona y desaparece. ¿Cómo y por qué ocurre esto?

El problema reside en que entran en juego nuevos campos y sus cuantos —partículas nuevas de las cuales no hablamos hasta ahora. Son las llamadas partículas de Higgs, denominadas por el nombre de su descubridor. Si no existieran estos campos, todas las partículas quedarían sin masa y, a bajas temperaturas, la simetría entre las interacciones electromagnética y débil se conservaría. Pero antes de hablar de los campos de Higgs y la distorsión de la simetría entre las interacciones débil y electromagnética y el electromagnetismo, queremos recordarle al lector un simple experimento. Imaginemos una bola que puede rodar en una

canaleta de forma simétrica, la que se muestra en la fig. 19. Si la bola se sitúa en cualquier lugar de la canaleta, ésta rodará hacia abajo, al fondo y, oscilando un poco cerca del punto más bajo se detendrá en el fondo de la canaleta. Seguramente el lector recuerda que cuanto más alto se eleva

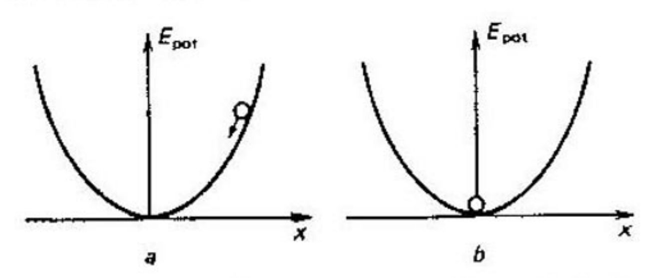


Fig. 19. Una bola en una canaleta simétrica. La altura de la bola sobre el fondo de la canaleta caracteriza su energía potencial E_{pot}:
a, la bola baja rodando por una pendiente; *b*, la bola en reposo en el fondo de la canaleta.

alguna carga sobre un nivel más bajo posible, tanto mayor es en el campo de gravitación su energía potencial, proporcional a la altura de elevación. De esta manera, cuando la bola se halla en algún punto de la pendiente de la canaleta, es tanto mayor su energía potencial cuanto mayor sea la altura y, por ende, cuanto más lejos ésta se halle por la coordenada x respecto del eje de simetría. La forma misma de la canaleta se puede considerar como dependencia de la energía potencial E_{pot} de la bola en la pendiente en función de la coordenada x. La canaleta puede ser asimétrica,

pero consideraremos sólo canaletas simétricas con una energía potencial mínima posible o, como se dice a veces, en el fondo del pozo potencial en el eje de simetría.

Por el momento todo es muy simple. Ahora nos preguntaremos: ¿siempre se tranquiliza la bola, siendo simétrica la forma

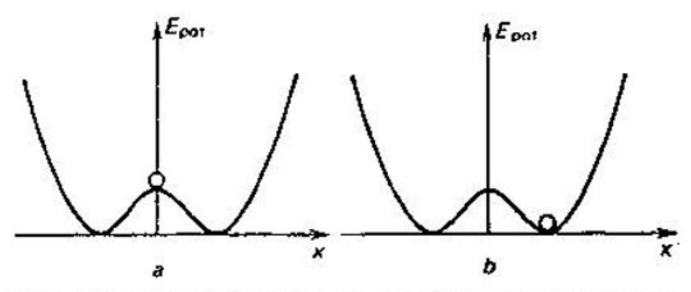


Fig. 20. Una bola en una canaleta simétrica con protuberancia central:

a, posición en reposo inestable de la bola en el eje de simetría sobre la cúspide de la protuberancia; *b*, posición en reposo estable asimétrica de la bola en el fondo de la canaleta.

de la canaleta, en la posición en el eje de simetría? Evidentemente, no. En la fig. 20 se muestra un ejemplo de forma de una canaleta simétrica con una pequeña protuberancia en el centro. En cualquier lugar que situemos la bola en este caso ésta, rodando hacia abajo se tranquilizará no en el eje de simetría sino en los puntos más bajos a la derecha o a la izquierda. Su posición en reposo obviamente no será simétrica, a pesar de ser la canaleta completamente simétrica (o, como suelen decir, a pesar de la dependencia completamente

simétrica de la energía potencial respecto de la coordenada x).

Claro, si colocamos la bola exactamente en la cúspide de la protuberancia central, ésta quedará en posición simétrica. Pero esto no puede durar mucho tiempo, puesto que esta posición es inestable y con la perturbación más pequeña la bola rodará a la derecha o la izquierda, ocupando una posición asimétrica estable.

Este ejemplo demuestra cómo surge un estado final estable claramente asimétrico en un sistema completamente simétrico con una posición inicial simétrica (en la cúspide de la protuberancia). En este caso la perturbación del estado simétrico y el hecho de adónde rodará la bola depende del azar y ocurre inesperadamente, en otras palabras, espontáneamente. Por ello este proceso de perturbación de la simetría ha recibido el nombre de espontáneo.

Volvamos a las partículas y los campos. Durante su interacción también puede surgir energía potencial, análoga a E_{pot} en las figs. 19 y 20. Esta energía potencial depende de la magnitud del campo φ, la que es un análogo de la coordenada x en la fig. 19 y en la 20. Y en diferentes situaciones la dependencia de E_{pot} respecto de γ será o como en la fig. 19, o como en la fig. 20; sólo que en lugar de x ahora en el eje horizontal se debe marcar la magnitud del campo φ.

Abordemos otra vez los campos de Higgs. Estos pueden hallarse en dos estados. Con

una temperatura $T \gg 10^{15}$ K los campos existen en forma de partículas elementales separadas. Al reducirse la temperatura hasta $T \approx 10^{15}$ los campos de Higgs sufren, como se dice, una transición de fase. éstos se «condensan», lo mismo que el agua a partir de vapor recalentado al enfriarlo. En este caso surge un «condensado» de los campos de Higgs, que no depende ni del lugar en el espacio ni del tiempo. Y en las condiciones creadas no se puede eliminarlo de ninguna manera. De esta forma esto en su esencia no es sino el vacío. Los físicos afirman: surgió un «nuevo vacío». No obstante, las propiedades de este vacío son singulares. La dependencia de la energía potencial de los campos de Higgs a baja temperatura respecto de la magnitud del campo φ tiene un aspecto simétrico, semejante a la fig. 20, donde por el eje horizontal por x hay que sobreentender la magnitud del campo φ. La creación del nuevo vacío es equivalente al rodamiento de la bola al estado energético más bajo (en la cavidad derecha o izquierda), es decir, el campo adopta el estado energético más bajo —el estado de vacío. ¡Pero este estado es asimétrico!

Por ello los campos de Higgs se parten en componentes diferentes. A una le corresponde el cuanto — la partícula con masa que no posee el espín—, y a la otra —una partícula de masa cero que es absorbida por las partículas-«vehículos» y a consecuencia de ello los bosones W^+, W^- y Z^0

adquieren la masa (aquí no aclaramos por qué ocurre esto). Simultáneamente adquieren masa las partículas de materia con espines semiintegrales —los quarks y algunos (o posiblemente todos) los leptones. Lo último ocurre a causa de que ellas interaccionan con el condensado asimétrico de los campos de Higgs que han creado el nuevo vacío (asimétrico). Aquí tampoco entraremos a analizar cómo ocurre esto. Esta aclaración es bastante complicada y, seguramente, ya hemos recargado al lector con información insólita.

El fotón en este caso es el «vehículo» sólo de interacciones electromagnéticas y sigue sin masa.

Estas son las polifacéticas consecuencias acarreadas por el «rodamiento» de los campos de Higgs al reducirse la temperatura en un estado asimétrico del nuevo vacío. ¡La simetría se trastornó espontáneamente! Ahora ya los «vehículos» de interacción débil han adquirido masa. Por esta masa la interacción débil se torna de acción extraordinariamente cercana, y el fotón sin masa sigue asegurando la acción a larga distancia del electromagnetismo. Ahora es irreconocible la simetría anterior. Esa simetría, la que era patente y, por lo visto, a temperaturas grandes, ahora se trastornó y se convirtió en encubierta. Es por eso que les costó trabajo a los físicos descubrirla en las condiciones del Universo de hoy. ¡Pero ellos lograron hacerlo! Por la creación de la teoría única de interacciones electro-

débiles S. Weinberg, Sh. Glashow y A. Salam fueron distinguidos en el año 1979 con el premio Nobel.

Para la teoría de la evolución del Universo resulta de especial importancia el hecho de que a temperatura elevada el campo φ en la teoría de las interacciones electrodébiles se convierte en cero, lo que acarrea la restitución de la simetría entre las interacciones débiles y electromagnéticas. La teoría de este fenómeno fue propuesta por el físico soviético D. Kirzhnits y más tarde elaborada por él conjuntamente con A. Linde.

Sin embargo hay que notar que no todos los detalles del cuadro descrito arriba han sido comprobados con el mismo grado de fiabilidad. Así, aún no se han descubierto las partículas con masa de Higgs. Por lo menos una clase de estas partículas pesadas debe quedar después de las colisiones descritas, y ésta debe existir en el Universo de hoy, aunque es muy difícil descubrir estas partículas por vía experimental. Pero los físicos creen en el éxito de estas búsquedas.

19. La fuerza de color

Hasta ahora no nos hemos referido a la interacción fuerte. Las partículas que sufren la interacción fuerte —los quarks— y las que no la sufren —los leptones—, aparecen desde este punto de vista como completa-

mente diferentes, su conversión el uno en el otro parece imposible.

Ahora analizaremos la interacción fuerte que ha quedado de un lado de la interacción electrodébil. La interacción fuerte, como ya se ha dicho, está relacionada con la existencia en los quarks de cargas de «color» y por ello a veces la llaman fuerza de color.

Comencemos por examinar el problema siguiente. ¿Por qué los quarks se hallan sólo en estado ligado dentro del barión o el mesón? ¿Acaso no es posible dotar el quark con una gran energía y arrancarlo de otros quarks (por más fuerte que esté ligado el uno con el otro) y obligarlo a salir del barión?

¡Como ya veremos más adelante, lo paradójico de la situación reside en que los quarks casi no están ligados cuando se hallan dentro del hadrón (es decir, el barión o el mesón)!

Para poder aclarar esta asombrosa circunstancia, volvamos por un instante a la interacción electromagnética.

Analicemos una partícula cargada, por ejemplo, el positrón en el vacío. Ya sabemos que en el vacío ocurren continuamente el nacimiento y la aniquilación de los pares de electrón-positrón —la «ebullición» del vacío. De esta manera, este positrón aislado en realidad está rodeado de cargas positivas y negativas que surgen y desaparecen. A pesar del corto tiempo de existencia de estas cargas, éstas tienen tiempo de inter-

cambiar de fotones virtuales con los positrones, o sea, entrar en interacción recíproca. En este caso las cargas negativas serán atraídas al positrón y las positivas se repulsarán. Como resultado, alrededor del positrón habrá constantemente cierto pequeño exceso de carga negativa, la que apantalla parcialmente la carga positiva del positrón. Este fenómeno ha obtenido el nombre de polarización del vacío. Esta trae como consecuencia el que otras partículas reales alejadas experimenten la carga no del positrón «descubierto», sino parcialmente apantallado —vestido con un «abrigo» de cargas de signo opuesto—, es decir, la revelación de la carga del positrón estará debilitada. Esta carga «debilitada» del positrón es la que se mide en los experimentos comunes. Si ahora estas partículas reales de ensayo se aproximan al positrón cada vez más cerca, éstas se introducen dentro del «abrigo» de apantallamiento. Entre la carga de ensayo y el positrón «descubierto» queda cada vez una capa más fina del «abrigo» y eso significa que el apantallamiento se debilita. De esta forma a distancias pequeñas la carga efectiva del positrón se torna más grande, es decir, la interacción electromagnética se intensifica en comparación con la simple ley de Coulomb, si en ésta se sitúa una carga de positrón medida a una distancia relativamente grande. Esta es la conclusión de la electrodinámica cuántica —la ciencia sobre la interacción electromagnética de las partículas elementales.

Volvamos ahora a las cargas de color y las interacciones fuertes condicionadas por éstas. A propósito, la teoría que describe estas interacciones se llama, por analogía con la electrodinámica cuántica, cromodinámica cuántica.

En cromodinámica cuántica el nacimiento de pares virtuales de quarks y antiquarks debe conllevar los efectos de apantallamiento de las cargas de color de la misma forma como ocurría en la electrodinámica cuántica. Pero aquí es posible un nuevo proceso que no se opera en la electrodinámica cuántica. Recordemos que los «vehículos» de las fuerzas electromagnéticas —los fotones— son eléctricamente neutros. Por ello los fotones no pueden crear fotones. A diferencia de éstos los «vehículos» de la fuerza de color —los gluones— poseen ellos mismos carga de color y por ende pueden crear nuevos gluones virtuales. Este proceso acarrea el «derrubio» de la carga de color, es decir, un fenómeno directamente proporcional al apantallamiento. A pequeñas distancias este proceso predomina sobre el apantallamiento. Ahora la partícula con carga de color, al acercarse cada vez más al quark y penetrando cada vez más adentro en la nube de la carga de color derrubiada, encuentra en las partes centrales una carga cada vez menor y por ello la intensidad de la interacción se debilita a distancias bastante pequeñas. Este fenómeno se denomina libertad asintótica de las partículas a distancias muy pequeñas. En este caso las partículas prácticas-

mente no interaccionan, están libres. Al aumentar la distancia, las partes cada vez más lejanas de la carga de color derrubiada entran en interacción y se eleva su eficacia. Acorde a los conocimienos actuales, al aumentar la distancia, la fuerza de color no se reduce sino permanece constante. Por ello, para alejar cada vez más las partículas una de la otra que interaccionan por la fuerza de color, se debe gastar una energía directamente proporcional a la distancia, y al crecer la distancia entre las partículas la energía requerida crece linealmente con la distancia.

Esta insólita propiedad de la fuerza de color, posiblemente, es la que condiciona la imposibilidad de arrancar un quark aislado del hadrón. La situación es parecida al caso cuando las partículas en interacción como si estuviesen atadas con un cordón de goma. Inclusive si se le comunica al quark una energía muy grande, entonces el «cordón de goma» se romperá y en el lugar de la rotura a cuenta de la energía comunicada surgirá un par —el quark y el antiquark. El quark expulsado arrastrará consigo el antiquark que surge en el lugar de la rotura y ellos juntos formarán un mesón, el que se expulsará del hadrón en lugar de un solo quark. De este modo los quarks están «cerrados» dentro de los hadrones, creando sistemas que en su totalidad son neutrales por el color. Como los gluones también están cargados de color, también ellos están «cerrados» dentro de los hadro-

nes. Es por ello que, a pesar de que los «vehículos» de interacciones fuertes —los gluones— poseen masa cero, al igual que los fotones, la interacción fuerte, a diferencia de la electromagnética, no se extiende a grandes distancias, sino que está limitada aproximadamente por el volumen de los hadrones (cuyo radio es de unos 10^{-13} cm).

20. La Gran unificación

Hemos visto arriba en el capítulo 19 que a una temperatura $T > 10^{15}$ K existe una interacción electrodébil única, la que sólo a temperaturas menores se divide en electromagnética y débil, las que a primera vista no se parecen en nada la una a la otra. La interacción fuerte (de color) inclusive a temperatura tan elevada es completamente diferente. Si en las interacciones electrodébiles participan todas las partículas —los leptones y los quarks—, en las fuertes, en cambio, sólo los quarks.

Todos los procesos, los cuales hemos analizado hasta ahora, no pueden llevar a la transformación, por ejemplo, del quark en leptón o del quark en antiquark. Por supuesto, al colisionar leptones bastante enérgicos también pueden crearse quarks, pero obligatoriamente en pares con los antiquarks, de tal forma que la cantidad total de los unos y los otros sea igual. De la misma manera la colisión del quark con el antiquark acarrea su aniquilación —la

transformación en leptones y fotones—, pero en este caso obligatoriamente desaparece el par, los quarks no pueden desaparecer uno tras otro.

De este modo en la naturaleza debe conservarse la diferencia del número de quarks y antiquarks. Esta diferencia la llaman carga bariónica del sistema (con más exactitud, llaman carga bariónica la diferencia dividida por tres). Hasta ahora en todos los experimentos de los físicos la carga bariónica se conservó. ¿Es posible que con energías muy elevadas que superan en muchas veces 100 GeV ($T = 10^{15}$ K), tienen lugar algunas reacciones que no conservan la carga bariónica y que son imposibles con energías menores y por ello no fueron detectadas por los físicos?

Resulta, como afirma la teoría, estos procesos son posibles, pero sólo con energías completamente fantásticas, ¡mayores de $\sim 10^{14}$ GeV!

¿Qué es lo que ocurre con energías tan elevadas?

Ante todo hay que notar que cuanto mayor es la energía tanto a menor distancia pueden acercarse las partículas que colisionan (esto emana del principio de indeterminación de la mecánica cuántica). La relación entre la energía E y la distancia de acercamiento r se da con la fórmula

$$E = \frac{2 \cdot 10^{-14}}{r},$$

donde E se da en GeV y r, en cm.

Ya sabemos que a medida que se reduce la distancia entre las partículas en interacción (lo que requiere el aumento de la energía de las partículas en colisión) la eficacia de la interacción electromagnética se incrementa, y de la fuerte se reduce a causa de los procesos de interacción con el vacío.

Resulta que a pequeñas distancias $r = 10^{-28}$ cm, es decir, con energías fantásticas de $\sim 10^{14}$ GeV, los tres tipos de interacción —la electromagnética, la débil y la fuerte— deben convertirse en eficaces en igual medida y perder su individualidad. Siendo las energías mayores de 10^{14} GeV debe existir una Gran interacción única (universal).

Con energías tan grandes se crean intensivamente los «vehículos» de interacción universal: los bosones X e Y de gran masa. Sus masas en unidades energéticas corresponden a 10^{14} GeV. Precisamente por ello éstos pueden crearse con eficacia sólo con energías muy grandes. Hasta ahora, cuando se trataba de energías considerablemente menores, no conocíamos estas partículas.

Las propiedades de los «vehículos» X e Y realmente son asombrosas: éstos pueden convertir los quarks en leptones y viceversa, como también los quarks en antiquarks. De esta manera, las partículas X e Y son un tipo singular de leptoquarks. Ahora se ha borrado la diferencia entre los quarks y los leptones, la que existía a bajas temperaturas

y éstos se representan como diversas manifestaciones de cierta «superpartícula». Esta desaparición de la diferencia significa el surgimiento de una nueva simetría de orden más alto, la de la Gran unificación.

Recordamos que las partículas que consideramos hasta ahora (excluyendo los bosones X e Y) a $T > 10^2$ GeV no tienen masa en reposo. Con $T > 10^{14}$ GeV ya todas las partículas, incluidos los bosones X e Y, no tienen masa en reposo. Además de las partículas que ya hemos examinado a estas temperaturas existe una serie más de partículas de Higgs (distinta de las que hemos conocido a $T \approx 10^2$ GeV). Al reducirse la temperatura a $T < 10^{14}$ GeV entra en acción el mecanismo de Higgs —que ya conocemos— que provoca la distorsión de la simetría, pero esta vez de la simetría de la Gran unificación. Sólo que en este caso los fenómenos, semejantes a los descritos en el capítulo 18, ocurren con estas nuevas partículas de Higgs. A $T > 10^{14}$ GeV las partículas de Higgs eran libres. A $T < 10^{14}$ GeV se crea el «condensado» del campo de Higgs —un nuevo estado inferior del sistema, es decir, una variedad más del vacío. De esta forma ya hemos conocido tres tipos diferentes del vacío. Existe una variedad cuando $T > 10^{14}$ GeV, la segunda, a $10^2 < T < 10^{14}$ GeV y la tercera, a temperaturas bastante «bajas» $T < 10^2$ GeV. La palabra «bajas» está entre comillas, puesto que 10^2 corresponde a la temperatura $T = 10^{15}$ K, o sea de acuerdo con nuestra

comprensión común, una temperatura de ningún modo «baja». Para ser bastante estricto, en este lugar de nuestra exposición sobre el vacío se deberían hacer muchas reservas y precisiones, pero no lo haremos ya que nuestro objetivo es dar sólo un panorama general. Por otra parte, algunas propiedades muy importantes de diverso vacío, incluidas las propiedades que muestran concretamente en qué se revela la diferencia entre estos vacíos, las examinaremos más adelante. Ahora volveremos al mecanismo de Higgs del trastorno de la simetría a $T \approx$ $\approx 10^{14}$ GeV. A causa de la formación del «condensado» de Higgs los bosones X e Y («vehículos» de la interacción universal) adquieren masa —convirtiéndose en superpesados—, su masa es $m \approx 10^{14}$ GeV. Ahora la interacción única se divide en fuerte y electrodébil.

Todo lo que hemos contado sobre la Gran unificación por ahora sólo es pura teoría, aunque bastante convincente. ¿Pero existe alguna posibilidad de comprobar esta teoría?

Lo más lógico sería comprobar la teoría de la Gran unificación con el mismo método que se empleó con la teoría de la interacción electrodébil. Precisamente en el caso de la interacción electrodébil en los experimentos en aceleradores fueron descubiertas las partículas «vehículos» pronosticadas por la teoría: los bosones $W^{\pm}$ y Z^0. La teoría de la Gran unificación predice la existencia de los bosones X e Y superpesados. Pero el

intento de hallarlos experimentalmente en aceleradores no tiene ningún sentido, ya que habría que elevar la energía de los aceleradores en 12 órdenes, lo que es imposible inclusive en un futuro lejano. Quedan dos posibilidades.

En primer lugar, sabemos que en el mismo inicio de la expansión del Universo había temperaturas que superaban 10^{14} GeV. Por consiguiente, hay que tratar de hallar en el Universo actual ciertas huellas que han quedado de los procesos transcurridos en el pasado a temperaturas tan elevadas. Por estas huellas es posible tratar de comprobar la vigencia de nuestras concepciones teóricas sobre lo que había a $T > 10^{14}$ GeV.

En segundo lugar, es posible tratar de hallar algunos procesos muy raros y exóticos en las condiciones comunes del Universo de hoy, procesos en los cuales los bosones superpesados se revelan de alguna forma.

De la primera posibilidad de comprobación hablaremos más adelante en el capítulo 24. La segunda posibilidad se describe en el capítulo siguiente.

21. Desintegración de la materia del Universo

Ya nos hemos acostumbrado a la posibilidad de conversión recíproca de las partículas elementales. Así, por ejemplo, el protón al colisionar con un electrón de gran energía puede convertirse en neutrón

con la emisión del neutrino:

$$p + e^- \rightarrow n + \nu. \qquad (21.1)$$

El neutrón libre se desintegra convirtiéndose en protón con la emisión del electrón y el antineutrino:

$$n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}. \qquad (21.2)$$

Mas en todas estas y otras reacciones, en las cuales participan las partículas compuestas de quarks, se conserva el número bariónico, como se ha subrayado en el capítulo anterior. Durante la conversión, por ejemplo, del protón en neutrón cambia el «aroma» de uno de los quarks que entra en el protón, y precisamente el quark *u* se convierte en quark *d*. En la reacción (21.2) tiene lugar el cambio inverso del aroma. Los propios quarks en este caso no desaparecen, el número bariónico se conserva. De esta manera en todas las reacciones que conocemos hasta ahora se cumple la ley de conservación del número bariónico.

Esta ley asegura la estabilidad de la substancia en el Universo. A causa de la ley de conservación del número bariónico el protón no se desintegra en partículas más ligeras, por ejemplo, en positrón y cuantos de luz. Pero el lector puede preguntar: ¿por qué el protón debe tener en general una tendencia de desintegrarse en partículas más ligeras? Si el protón consta de ciertas partes (quarks) ligadas fuertemente por las fuerzas de color en un sistema único, enton-

ces ¿de dónde pueden surgir algunas causas para su desintegración?

El problema reside en que la tendencia a la desintegración de la partícula en partes más ligeras con la emisión de energía revela la ley universal de la Naturaleza: el sistema tiende a llegar a un estado con un mínimo de energía, emitiendo en este caso el exceso de energía existente.

Como ilustración de esta ley pueden servir los ejemplos siguientes. Supongamos que hemos comprimido un resorte (comunicándole energía) y lo sujetamos con un pestillo. El resorte tiende a estirarse y liberar la energía que se le comunicó durante la compresión, llegar al estado con un mínimo de energía. Si se quita el pestillo o si éste no está asegurado y él mismo «se acciona» accidentalmente, seguramente esto ocurrirá. Otro ejemplo. Una piedra pesada se halla en una pequeña cavidad en la cúspide de una colina. Si esta piedra se empuja comunicándole una pequeña energía que la sitúe en el borde de la cavidad, en adelante ya ella misma rodará hacia abajo por la pendiente externa de la colina liberando una energía al final de la trayectoria mucho mayor que la recibida en el empuje inicial y llegará al estado con un mínimo de energía. De esta manera, en el sistema que posee una reserva de energía (como dicen, un sistema excitado), siempre existe el «deseo» de liberarse de ella, llegar a un estado energético mínimo. Como dicen los físicos esto «le conviene energéticamente». Para que-

darse en el estado enérgicamente excitado debe haber cierta causa que impida liberarse al sistema del exceso de energía (el pestillo o la cavidad en los ejemplos citados arriba).

Ahora recordemos que de acuerdo con la fórmula de Einstein a la energía siempre le corresponde una masa: $E = mc^2$. Eso significa que el estado excitado siempre es más masivo que el no excitado. Ahora ya no es difícil comprender que si la partícula elemental en principio puede desintegrarse en partículas más ligeras, la suma de cuyas masas es menor que la de la partícula inicial, eso significa que en este caso debe liberarse una energía correspondiente por la fórmula de Einstein, a la diferencia de las masas de la partícula inicial y la suma de masas que surgen al desintegrarse las partículas. Eso significa que la desintegración es ventajosa enérgicamente. Para que ésta no ocurra por sí sola debe haber cierta causa que se lo impida o, en el lenguaje de los físicos, alguna inhibición. En el caso del protón el obstáculo que le impide convertirse en positrón —el que es mucho más ligero que el protón— con la liberación de la energía en forma de cuantos de luz es la ley de conservación del número bariónico *).

---

*) A propósito, se debe notar que la desintegración del neutrón libre por la reacción (21.2) ocurre por sí sola, puesto que la masa del neutrón es mayor que la suma de masas de las partículas que surgen y este proceso es conveniente desde el punto de vista energético.

Hagamos una aclaración más. ¿Por qué decimos que al desintegrarse el protón éste no se convierte por entero en cuantos de luz, sino que obligatoriamente queda también el positrón? El problema reside en que el protón está eléctricamente cargado, y la carga eléctrica no puede desaparecer, es una magnitud que se conserva estrictamente, la que determina el campo eléctrico a una distancia grande respecto de ella. Por ello al desintegrarse el protón debe surgir obligatoriamente una partícula cargada positivamente, la que hereda su carga eléctrica. El positrón es la partícula más ligera cargada positivamente.

Ahora ya el lector, por lo visto, puede hacer la conclusión de que los positrones (así como también los electrones) deben ser estables, éstos nunca se desintegran, ya que no existen partículas cargadas más ligeras y la carga eléctrica no puede desaparecer.

Además de los protones pueden existir ilimitadamente (como se consideraba) también otros núcleos atómicos estables, tales como, por ejemplo, el núcleo de helio o hierro. Los neutrones que forman parte de estos núcleos, son tan estables como el protón, a diferencia del neutrón libre el que se desintegra en 15 minutos convirtiéndose en protón (pero también con la conservación del número bariónico: véase la reacción (21.2)).

En el capítulo anterior nos hemos enterado de que existen partículas-«vehículos» de la fuerza universal cuyo intercambio aca-

rea la distorsión de la ley de conservación del número bariónico y, en este caso, los quarks pueden desaparecer convirtiéndose en leptones. Se debe notar que estas partículas X e Y pueden crearse sólo a energías muy grandes, del orden de 10^{14} GeV, inalcanzables en ningunos procesos reales en el Universo actual. No obstante, las partículas X e Y pueden, aunque por un período muy

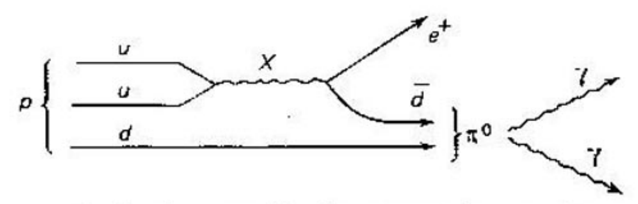


Fig. 21. Desintegración de un protón, consistente en dos quarks u y un quark d. Los quarks u con ayuda del bosón X se convierten en positrón e^+ y quark $\bar{d}$. Este quark $\bar{d}$ se reúne con el quark d en mesón π^0. Luego el mesón π^0 se desintegra en fotones γ.

corto de tiempo, nacer en procesos virtuales. En la fig. 21 se muestra el esquema de conversión, la que puede ocurrir en el protón compuesto de dos quarks u y un quark d, a causa del nacimiento del bosón X virtual. Los dos quarks u con ayuda del bosón X virtual se convierten en antileptón (positrón e^+) y antiquark $\bar{d}$. Este antiquark $\bar{d}$ se une junto con el quark d en el sistema mesón π^0. La última partícula después se desintegra en cuantos de luz.

De esta manera, como resultado de este proceso el protón se ha convertido en posi-

trón y cuantos de luz. Pero ni el positrón, ni los cuantos de luz poseen número bariónico. ¡Desapareció el número bariónico, se desintegró el protón! Como pestillo que impide que ocurra un proceso energéticamente ventajoso en este caso es la gran masa del bosón X. Pero este «pestillo» no es absolutamente fiable. A veces éste se «rompe» y ocurre la desintegración.

Por suerte, tales procesos de desintegración del protón son muy poco frecuentes, si así no fuese toda la substancia del Universo ya hace mucho tiempo se habría desintegrado. La poca frecuencia de este proceso está condicionada por el hecho de que es muy pequeña la probabilildad de intercambio dentro del protón con el bosón virtual superpesado. En las variantes más simples de la teoría de la Gran unificación, ¡el tiempo medio de vida del protón se evaluaba en $\tau_p \approx 10^{31}$ años! Pero existen variantes de la teoría, las cuales arrojan un tiempo $\tau_p \approx 10^{34}$ años e inclusive más. Estos son períodos fantásticamente grandes. Recordemos que desde el comienzo de la expansión del Universo hasta nuestros días han pasado «tan sólo» unos 10^{10} años.

¿Es posible registrar de algún modo este rarísimo proceso y así confirmar que la teoría es correcta? Sí, en principio es posible. Para ello se deben tomar muchos protones. La probabilidad de desintegración de cada uno de ellos es muy pequeña, pero aunque sea un protón de un conjunto grande se desintegrará durante un tiempo

aceptable. Así, si se toman 10^{31} protones —y esto significa tomar cerca de 10 toneladas de substancia—, entonces con el tiempo de vida del protón arriba indicado $\tau_p \approx 10^{31}$ años por un año se desintegra uno de ellos.

Si se lograra registrar esta desintegración, eso sería una confirmación directa de la teoría de la Gran unificación. Es evidente que registrar la desintegración de un solo protón de una masa tan grande es muy difícil. Los experimentos en búsqueda de la desintegración del protón fueron comenzados en los años 1979—1980. Su esencia residía en lo siguiente. Se toma una cantidad grande de alguna substancia, digamos, varios miles de toneladas de agua o hierro. Esta substancia junto con contadores especiales, los cuales pueden registrar las partículas—productos de desintegración del protón—, se sitúa bajo una capa potente de suelo (por ejemplo, en un túnel bajo un macizo montañoso o en una mina profunda). Esto se hace para proteger toda la instalación contra la acción de los rayos cósmicos que crean perturbaciones en su funcionamiento. Una de las primeras tentativas de hallar la desintegración del protón fue realizada en el laboratorio subterráneo de Baksán del Instituto de Investigaciones Nucleares de la Academia de Ciencias de la URSS en el Cáucaso. Luego se realizaron observaciones en instalaciones de mayor masa. Hasta el presente no se han registrado casos fidedignos de desintegración del pro-

tón. Eso significa que el período de vida del protón es mayor que el que se había evaluado en las variantes más simples de la teoría y debe superar 10^{32} años. Ahora se están analizando proyectos y se construyen detectores con una masa que supera decenas de miles de toneladas.

Hay que subrayar que la desintegración descrita arriba a causa del nacimiento del bosón X o Y virtual ocurre no sólo en los protones, sino también en los neutrones de los núcleos atómicos estables. Estas desintegraciones de los neutrones deben transcurrir tan raramente como de los protones.

Hay otro hecho muy curioso. Por primera vez el límite mínimo posible de vida del protón fue evaluado por Goldhaber, quien utilizó en calidad de masa del detector ... ¡el cuerpo humano y en calidad de contadores, la salud de la persona! El razonaba de la manera siguiente. La desintegración de los protones (y de los neutrones en núcleos estables) en el cuerpo humano crea procesos análogos a la radiactividad que destruye los huesos.

Se sabe que durante la vida del hombre (cerca de 70 años), de existir esos procesos, los mismos son completamente imperceptibles para influir en nuestra salud. De aquí es posible evaluar la dosis máxima de radiactividad que recibimos durante la vida a consecuencia de la desintegración de los protones, y también la cantidad de protones desintegrados durante 70 años. Conociendo este número ya es fácil calcular el tiempo

mínimo posible de vida del protón. Resulta que el protón debe vivir por término medio 10^{16} años. Claro está que esta evaluación es mucho más aproximada que las arriba citadas, pero ésta fue obtenida de forma muy elemental.

¿Cuáles son las consecuencias para el futuro del Universo que trae la conclusión de que toda la substancia, de la que constan los cuerpos celestes y nosotros mismos al fin de cuentas debe desintegrarse (¡aunque no muy pronto!)? Este problema lo examinaremos en el capítulo 34.

Así, por ahora la desintegración del protón no se ha descubierto experimentalmente y se continúan empecinadamente las búsquedas de este proceso, que requieren, además de todo lo restante, enormes gastos materiales para la construcción de gigantescos laboratorios subterráneos. Los físicos tienen la esperanza de llegar al éxito en estos experimentos. Esta fe, además de las premisas teóricas, también se basa en que en el Universo existen, como ya veremos, huellas de los procesos pasados con los bosones X e Y y precisamente estas partículas son las que provocan la desintegración del protón.

22. El sueño de Einstein

Ante nuestros ojos ocurre la realización del gran sueño científico de Einstein: el sueño de unificar todas las fuerzas de la Naturaleza. Como ya hemos visto, con ener-

gías de 10^{14} GeV se unifican tres fuerzas: la electromagnética, la débil y la fuerte. La única fuerza que aún quedó de lado es la fuerza gravitacional, a la cual están sometidos absolutamente todos los tipos de substancia. Ha quedado poco: unificar la fuerza de gravitación con la fuerza de la Gran interacción mutua universal ya unificada. Pero este último paso resultó ser el más difícil. Antes de abordar el problema de las actuales tentativas de unificar la fuerza de gravitación con otras fuerzas de la Naturaleza, tendremos que volver mentalmente al comienzo de nuestro siglo, cuando fue creada por el genio de Einstein la moderna teoría del campo gravitacional.

Recordemos que la teoría especial de la relatividad de Einstein ha unificado en una misma esencia el espacio y el tiempo. Parecería a primera vista, ¿qué puede haber más diferente, qué puede distinguirse tanto por su naturaleza que el espacio y el tiempo? Pero ahora inclusive los escolares saben que el espacio y el tiempo son dos manifestaciones de la misma esencia, la manifestación del continuo del espacio-tiempo. Si examinamos el movimiento lento de los cuerpos, el espacio y el tiempo se manifiestan completamente independientes el uno del otro. Pero a velocidades próximas a la velocidad de la luz, cambian conjuntamente tanto las propiedades geométricas del espacio como el ritmo del curso del tiempo. Los cuerpos se tornan más cortos en la dirección del avance y el tiempo

transcurre con más lentitud, se revela claramente la relación del espacio y el tiempo, su unidad.

La teoría general de la relatividad, que es la teoría de la gravitación moderna, parte del hecho de que la gravitación es la manifestación de la curvatura del espacio-tiempo cuadridimensional. Las masas en gravitación curvan el espacio-tiempo, y los cuerpos libres se mueven en este espacio-tiempo curvado por inercia por la línea más corta de la misma manera como al no haber masas en gravitación. Sólo al no existir la gravitación el espacio-tiempo no está curvado y las líneas más cortas son las rectas, pero en el espacio-tiempo curvado las líneas más cortas ya no son rectas, sino que también están curvadas. No nos detendremos aquí en detalles sobre las ideas de la teoría general de la relatividad *). Para nosotros es suficiente saber que Einstein demostró lo siguiente: la naturaleza del campo gravitacional en su esencia es geométrica, es la curvatura del espacio-tiempo. Se debe añadir también que el campo gravitacional, lo mismo que el electromagnético, en determinadas condiciones puede revelar propiedades cuánticas. Son cuantos del campo electromagnético los fotones. Son cuantos del campo gravitacional los gravitones. Estas partículas-«vehículos» hipotéticas de

*) Sobre este problema por más detalles el lector puede recurrir, por ejemplo, al libro de *V. Braguinski, B. Pólnarev.* La asombrosa gravitación (en ruso).

la interacción gravitacional aún no han sido descubiertas. Ellas poseen espín integral igual a 2. Los gravitones, así como los fotones, no tienen masa en reposo y siempre se mueven con la velocidad de la luz.

A. Einstein estaba profundamente convencido de que también la naturaleza del campo electromagnético debe ser geométrica. La segunda mitad de su vida la dedicó al problema de hallar la representación geométrica del campo electromagnético, el cual —como él consideraba— determina las propiedades macroscópicas de la substancia. En sus ecuaciones de la gravitación, por un lado, están los valores que describen la curvatura del espacio-tiempo —el llamado tensor de curvatura—, y por el otro, la fuente de gravitación, la fuente de curvatura que son las magnitudes que describen la substancia y los campos no gravitatorios (el llamado tensor de la energía-impulso de la materia). Einstein creía que esta dualidad debía ser impropia y antinatural para una teoría definitiva. Si en las ecuaciones a la izquierda hay magnitudes geométricas, entonces también a la derecha deben hallarse en esencia magnitudes de naturaleza geométrica. Y ello significa, consideraba Einstein, que la descripción de la substancia y los campos debe ser geométrica. El conocido científico polaco L. Infeld recordaba que Einstein le había dicho: «...la teoría de la relatividad se basa en dos columnas. Una de ellas es potente y hermosa, como si fuese torneada de mármol.

Esto es el tensor de curvatura. La otra es inestable, como si fuese de paja. Es el tensor de energía-impulso ... Nosotros debemos dejar este problema para el futuro».

Einstein trabajó sobre este problema con perseverancia más de tres decenios, creyendo que estaba cerca de la solución definitiva. En el año 1945 escribía a L. Infeld: «Tengo la esperanza de haber descubierto cómo la gravitación y la electricidad están ligadas entre sí, aunque todavía está lejos la justificación física». En sus empeños de unificar la electricidad y la gravitación Einstein introdujo una nueva característica geométrica del espacio-tiempo. Además de la curvatura que describe la gravitación, él introdujo también la «torcedura» para la descripción de los fenómenos electromagnéticos. No obstante, estas tentativas concretas no fueron coronadas con el éxito y la teoría unificada no fue creada.

En los años 20 el físico alemán T. Kaluza y el físico sueco O. Klein trataron de unificar la gravitación de Einstein y el electromagnetismo de Maxwell también sobre la base geométrica, pero yendo por otro camino. Ellos suponían que el espacio-tiempo de ningún modo es cuadridimensional (tres coordenadas espaciales más el tiempo), sino pentadimensional, e introdujeron una coordenada espacial más. Estos físicos escribieron las ecuaciones para la curvatura del mundo pentadimensional, semejantes a las ecuaciones de gravitación de Einstein para el mundo cuadridimensional. Resultó que las

ecuaciones adicionales, las cuales surgen en este caso a causa de una dimensión más, son las ecuaciones de la electrodinámica de Maxwell. De esta manera se deduce que también al electromagnetismo es posible darle un sentido geométrico, claro está, demasiado insólito, relacionado con la existencia de la quinta dimensión.

El propósito de unificación de Kaluza y Klein tampoco se podía reconocer como definitivamente exitoso. A pesar de muchas dificultades, de las cuales aquí no hablaremos, en su teoría existe un problema evidente: ¿por qué esta dimensión espacial adicional no se manifiesta realmente en nuestro mundo? ¿Por qué nosotros con el correr del tiempo podemos desplazarnos en el espacio sólo en tres direcciones (largura, anchura y altura), pero no podemos desplazarnos en esta dimensión adicional? Para sortear esta dificultad Kaluza y Klein tenían que hacer conjeturas adicionales, muy artificiales, las que en esencia prohibían desplazarse en la nueva dimensión.

De este modo, los primeros intentos de unificar las fuerzas de la naturaleza pueden considerarse como exploraciones preliminares. Ya sabemos que a mediados de nuestro siglo la actitud de muchos físicos ante estas tentativas era bastante escéptica.

Pero volvamos a nuestros tiempos. En los capítulos anteriores está descrito cómo los físicos de nuestros días arribaron a la comprensión de la unidad de diferentes fuerzas de la Naturaleza con grandes energías. Pa-

ra ello también se emplearon las ideas geométricas, las de la simetría. No obstante, ésta no era la simetría en el espacio-tiempo físico real, sino una simetría en un espacio abstracto imaginario que refleja diversos estados de las partículas y campos, es decir, en un espacio abstracto que describe las características internas de las partículas. Ahora, cuando encaramos la idea de unificación de todas las fuerzas con la gravitación, tenemos que recordar que la gravitación está ligada con la curvatura del espacio-tiempo real. Por ello, al asegurar la superunificación tendremos que unificar involuntariamente de algún modo las características geométricas del espacio-tiempo cuadridimensional con las características del espacio de los estados internos. ¿Cómo es posible hacerlo? ¿Y qué sentido tiene esto?

Antes de comenzar a hablar de ello hay que notar una circunstancia más. Las partículas que analizamos las dividíamos en dos clases grandes: en fermiones —las partículas de la materia física—, y en bosones —las partículas- «vehículos» de las interacciones. Las primeras partículas poseen el espín semiintegral, las segundas, el espín integral. Estas dos clases de partículas son completamente diferentes por sus propiedades. Pero hasta ahora, cuando hablábamos de las interacciones, estas dos clases se revelaban en «papeles» completamente diferentes. Los bosones, transmitiendo la interacción, como si le «prestasen servicio» a los fermiones. No se podía hablar sobre la

conversión de los fermiones y los bosones los unos en los otros.

Pero si se trata de la unificación universal de todos los tipos de interacciones en cierta interacción única, surge la idea: ¿será posible unificar tanto los fermiones y los bosones en una esencia única? En este caso los fermiones y los bosones serán sólo sus diferentes manifestaciones. Después de haber conocido la unificación —por la física contemporánea— de fenómenos tan distintos como, por ejemplo, el espacio y el tiempo, el electromagnetismo y las fuerzas nucleares, la idea sobre la unificación de las partes componentes de la substancia y los «vehículos» de las fuerzas ya no nos parece tan absurda.

Más aún, resultó que la unificación de las fuerzas gravitacionales con otras fuerzas incluye también la unificación de los bosones y los fermiones.

Claro que esta supersimetría de todas las fuerzas, de todas las partículas puede manifestarse sólo con grandes energías, y en las condiciones comunes debe estar minuciosamente oculta, distorsionada, es decir, las partículas de la substancia, las partículas-«vehículos», y diferentes fuerzas no se parecen en nada la una a la otra. ¿Cuáles deben ser esas energías, con las cuales se revela la naturaleza única de todas las interacciones fundamentales? Es fácil evaluar esta energía. Evidentemente aquí deben manifestarse todas las fuerzas fundamentales y de eso resulta que deben manifestarse simultánea-

mente las constantes fundamentales que expresan: 1) las propiedades cuánticas de la materia (es la constante de Planck $\hbar$); 2) las velocidades límites (la constante c); 3) la gravitación (constante G). De estas constantes se puede combinar la magnitud dimensional de la energía (la llaman energía de Planck):

$$E_P = \sqrt{\frac{c^6 \hbar}{G}} \approx 10^{19} \text{ GeV}. \qquad (22.1)$$

Esta energía es la que debe ser la energía de la unificación de todas las fuerzas en la Naturaleza, incluyendo las gravitacionales y ésta es en cinco órdenes mayor que la energía de la Gran unificación.

Estamos obligados a limitarnos a introducir breves observaciones sobre algunas variantes modernas de la superunificación. Hay varios motivos para ello. En primer lugar, es muy difícil hacer explicaciones de calidad, o sea, sin fórmulas, más todavía que es necesaria la brevedad, ya que el objetivo del presente libro es un tanto distinto. En segundo lugar, los especialistas aún no están seguros de haber revelado aquí aunque sea los principales rasgos de los fenómenos, y el trabajo continúa en gran escala en diversas direcciones.

Ante todo hay que recordar la tentativa de unificación de la gravitación con el electromagnetismo hecha por Kaluza y Klein. Para ello se necesitó introducir una dimensión espacial adicional.

Ahora se nos presenta el problema de unificar con la gravitación todos los tipos de fuerzas y partículas. Surgió la idea de la posibilidad de hacerlo introduciendo nuevas dimensiones adicionales del espacio. Esta idea resultó ser muy fructífera. Actualmente hay variantes de la teoría, en las cuales se examinan 10, 11 e inclusive 26 dimensiones en lugar de las cuatro comunes en el espacio-tiempo. (La más preferible, posiblemente, es la teoría con 10 dimensiones).

Las propiedades geométricas de estas dimensiones adicionales son las que permiten desde un punto de vista único describir todas las manifestaciones de las propiedades de la substancia y los «vehículos» de las interacciones. Con esto se hacía realidad el gran sueño de Einstein.

Pero surge la pregunta: ¿cómo se resuelve el problema ya planteado? ¿Por qué no descubrimos en la práctica las dimensiones adicionales reales en nuestro mundo? Es decir, ¿por qué, por ejemplo, no es posible moverse en estas direcciones adicionales como a veces se describe en las novelas de ficción científica? La idea de la llamada compactificación ayuda a sortear esta dificultad. De acuerdo con esta idea, las dimensiones espaciales adicionales están retorcidas y cerradas (como una de las dimensiones de la hoja arrollada en cilindro). Estas dimensiones adicionales se «compactifican» cuando la energía se reduce hasta ser menor que la de Planck. En este caso

el radio de las dimensiones «arrolladas» es ínfimo, éste es igual a la llamada longitud de Planck $r_P \approx 10^{-33}$ cm. Esta longitud —tanto como la energía de Planck— también puede ser expresada mediante las constantes fundamentales de la naturaleza:

$$r_P = \sqrt{\frac{G\hbar}{c^3}} \approx 10^{-33} \text{ cm.} \qquad (22.2)$$

Está claro que la ínfima extensión en las dimensiones adicionales —en las condiciones comunes— de energías relativamente pequeñas no permite descubrir estas dimensiones. Ellas se manifiestan sólo indirectamente en forma de diversidad de muchas fuerzas y cargas de partículas.

La supersimetría supone la existencia de una serie de nuevas partículas. Ya hemos subrayado que la supersimetría unifica los fermiones y los bosones. A cada campo y a cada partícula en este caso le corresponde un supercompañero. Así, además de los gravitones —«vehículos» de las fuerzas gravitacionales con el espín 2, que son los bosones—, la teoría también incluye las partículas gravitino con espines 3/2 (o sea los fermiones), los cuales en las condiciones comunes poseen masa (probablemente del orden de 100 . . . 1000 GeV). Al fotón le corresponden los «fotino» pesados con el espín 1/2 (su masa, probablemente, también es de 100 . . . 1000 GeV), etc.

Existen teorías con series de partículas muy complejas y exóticas. No obstante, esta-

mos obligados a detenernos aquí en nuestro fascinante viaje a un mundo aún poco explorado*).

23. Curiosidades del vacío

Antes de dejar el asombroso mundo de las partículas elementales y sus interacciones, tendremos que conocer las extrañas formaciones, cuya existencia se pronostica por la teoría moderna del vacío.

Para aclarar la idea principal analizaremos un ejemplo muy simplificado. Para ello volvamos a la fig. 20. Allí analizamos cómo se crea el nuevo vacío asimétrico, cuando el campo de Higgs «rueda hacia abajo» de la «protuberancia» potencial a la «canaleta». En la figura la protuberancia está representada en función de una sola coordenada que designa la magnitud del campo φ. Supongamos que el campo posee dos componentes φ_1 y φ_2 y la protuberancia tiene el aspecto de un montecillo verdadero que se alza sobre una canaleta circular (véase fig. 22). Ahora la bola colocada en la cúspide puede rodar hacia abajo a cualquier lugar de la canaleta circular. Esto significa que la posición energética más baja de la bola ahora puede ser diversa y se caracteriza con el punto en la canaleta. Este punto

*) El lector interesado en el problema puede enterarse con más detalles, por ejemplo, en la colección de divulgación: Siete viajes al micromundo (en ruso) o en: *L. Okuni* $\alpha\beta\gamma$ . . . Z (en ruso).

puede ser designado con la dirección (con una flecha), en la que rodaba la bola de la cúspide. De esta manera, el estado energético más bajo se debe caracterizar también con una flecha. En diferentes puntos del

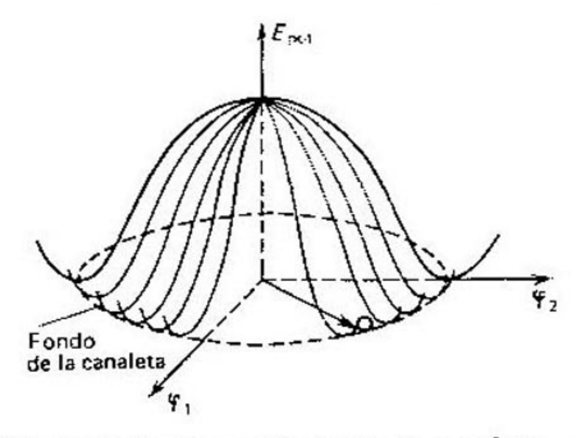


Fig. 22. La bola que rueda hacia la canaleta, en el caso cuando el campo se caracteriza con dos componentes φ_1 y φ_2. La posición de la bola en la canaleta (estado de vacío) se caracteriza por la dirección (la flecha) en el espacio convencional en el plano $\varphi_1\varphi_2$.

espacio el nuevo vacío pudo haberse creado al «rodar hacia abajo» el campo en diferentes direcciones, es decir, la flecha del vacío puede ser orientada en diferente forma, girando suavemente.

Dibujemos ahora una figura de flechas semejantes en diversos puntos en un plano. Puede suceder que girando suavemente la flecha realiza una vuelta completa, como se muestra en la fig. 23. Entonces siempre se encontrará un punto (*A* en la fig. 23),

cerca y alrededor del cual las flechas tienen las más diversas direcciones. De este modo en el punto A no es posible darle a la flecha ninguna dirección de forma que ésta pase suavemente en las direcciones de los puntos adyacentes. Esto significa que el campo φ en el lugar dado no podrá rodar protuberancia abajo en ninguna dirección para crear

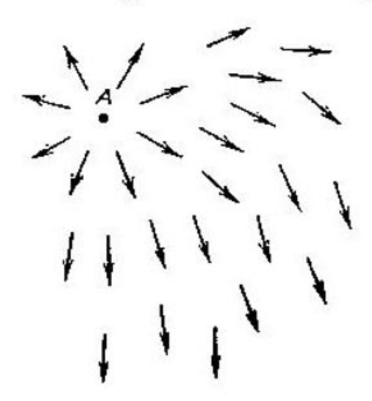


Fig. 23. Los puntos del plano representan los puntos de nuestro espacio físico y las diferentes orientaciones de las flechas simbolizan diversos estados del vacío en distintos puntos del espacio. En el punto A no es posible darle a la flecha ninguna orientación determinada, aquí el «nuevo» vacío no pudo surgir.

con otras flechas un nuevo vacío, girando suavemente de un punto a otro. En el punto dado A quedará el vacío anterior y, a su alrededor habrá un vacío nuevo.

Una analogía mecánica muy interesante de la posibilidad de surgimiento de una situación, cuando el sistema tiende a pasar a un estado energético más ventajoso, pero

no todos los puntos del sistema logran hacerlo, fue ideada por el físico W. Unruh.

Observemos una cantidad de lápices, parados verticalmente sobre un plano y unidos entre sí con tiras de goma fijadas en los

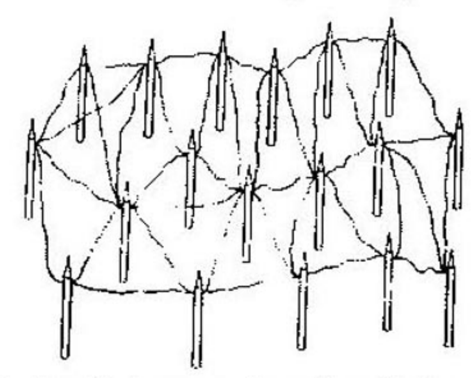


Fig. 24. Los lápices parados sobre el plano y unidos con tiras de goma.

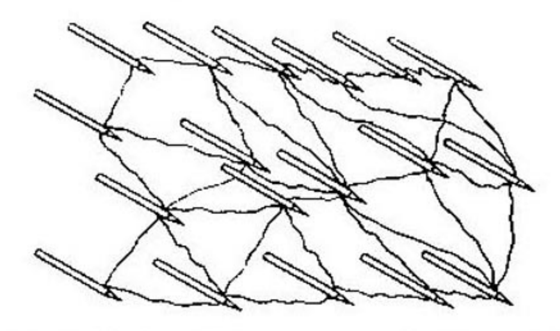


Fig. 25. Todos los lápices cayeron hacia un lado.

extremos superiores de los lápices (fig. 24). Es evidente que la posición vertical de los lápices es inestable, cada uno de ellos tiende a caer con una conmoción mínima. Pero la dirección en la cual comenzará a

caer cada lápiz es fortuita. Claro que todos los lápices pueden caer aproximadamente en una dirección (fig. 25). En este caso todo el sistema de lápices pasará a un estado energético más ventajoso, a la posición horizontal. Mas supongamos que los lápices colocados en diversos puntos y alejados uno de otro comienzan a caer fortuitamente hacia

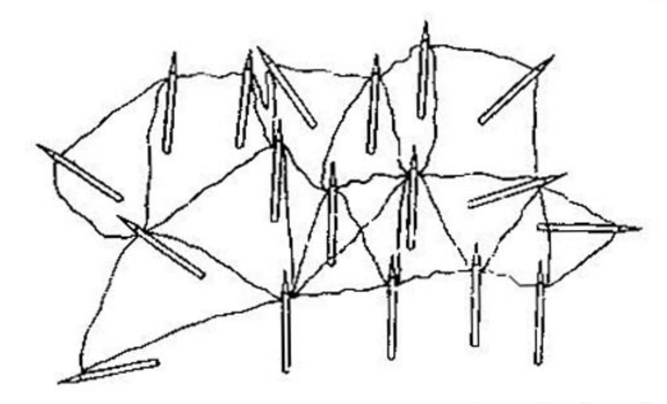


Fig. 26. Los lápices de la izquierda y la derecha en la figura comenzaron a caer hacia distintos lados.

lados diversos (fig. 26), tirando con las tiras de goma de los lápicos más próximos. Entonces es posible que alrededor de algún lápiz (*A* en la fig. 27) los cercanos caigan en diferentes direcciones estirando las tiras de goma. Como consecuencia, el lápiz *A* quedará parado y fijado en esta posición con las tiras de goma. En este caso la posición del lápiz es completamente estable y él no se caerá aunque las conmociones sean notables. Eso es lo que ocurre en

el caso del campo de Higgs: éste puede «rodar» de algún punto de la protuberancia en diversas direcciones y tirar el campo en el punto dado, el que a semejanza del lápiz tirado por las gomas ya no podrá «rodar hacia abajo» de este punto de la protuberancia y quedará en la posición inicial.

Es posible que semejantes situaciones puedan surgir no sólo en un plano sino

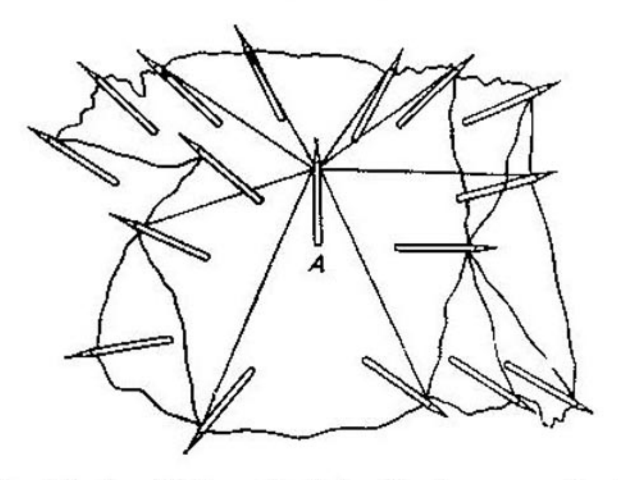


Fig. 27. Los lápices alrededor de *A* cayeron hacia distintos lados. El lápiz *A* quedó parado sostenido con las tiras de goma.

también en el espacio. De esta manera resulta posible, al trastornarse espontáneamente la simetría con la reducción de la temperatura, la creación de un nuevo vacío en el cual hay puntos del vacío anterior diseminados y este vacío anterior no puede destruirse, no puede convertirse en el nuevo por analogía con el lápiz *A* que no puede ca-

er y unirse a sus vecinos. La inevitabilidad del surgimiento de estos asombrosos objetos en la teoría de la Gran unificación fue demostrada por el físico soviético A. Poliakov y el físico estadounidense G. t'Hooft en el año 1974. ¿Qué formaciones son éstas? Sus propiedades deben ser asombrosas. En primer lugar resultó que éstas deben ser polos magnéticos aislados.

¿Ha prestado Ud., lector, atención a la siguiente circunstancia muy extraña? Entre las partículas elementales hay eléctricamente cargadas, pero no hay partículas magnéticamente cargadas. Claro está que muchas partículas elementales poseen propiedades magnéticas. Pero en este caso éstas representan pequeñísimos imanes, ya que siempre tienen los polos magnéticos norte y sur simultáneamente. Ni en el mundo de las partículas elementales, ni en ninguna parte de la naturaleza ha sido hallado aislado, digamos, sólo el polo magnético norte o sólo el sur. Ellos se hallan obligatoriamente en pares. Si se corta un imán por la mitad, no se obtendrán en este caso los polos norte y sur separados, sino tendremos dos imanes y cada uno de ellos tendrá un par de polos. Al mismo tiempo la carga eléctrica aislada —tanto la positiva como la negativa— se encuentra a cada paso. ¿Por qué es así? ¿En qué la carga magnética es peor que la eléctrica? ¿En nada! Ya en el año 1931 el físico inglés P. Dirac demostró que las cargas magnéticas aisladas, como dicen, los monopolos magnéticos pueden existir en

la Naturaleza. Hace tiempo que los físicos llegaron a la convicción de que todo aquello que no esté prohibido por las leyes especiales de la Naturaleza, debe existir realmente (aunque a veces es muy raro o existe en condiciones exóticas).

Este es el destino del monopolo magnético pronosticado por Dirac. Estos deben existir, de acuerdo con la teoría de la Gran unificación, en forma de diseminaciones del vacío anterior en el nuevo. De estas formaciones salen líneas de fuerza magnéticas de forma igual que del electrón salen las líneas de fuerza del campo eléctrico. Sin embargo, entre el monopolo magnético y el electrón hay diferencias muy considerables. Ante todo el monopolo magnético es de gran masa. Su masa debe ser, probablemente, cerca de 10^{16} GeV. Inclusive desde nuestro punto de vista macroscópico esto no es tan poco y asciende a 10^{-8} g.

Pero la diferencia más considerable del monopolo respecto de las propias partículas elementales consiste en que éste posee una compleja estructura interna en el espacio. El grueso de su masa está concentrado en un volumen muy pequeño, sólo de 10^{-28} cm en el diámetro. ¡Esta dimensión es tantas veces menor que la dimensión del protón cuanto una pequeña moneda es menor que todo el Sistema solar! Dentro de este diminuto volumen se concentra una gran energía, allí reina la Gran unificación de todas las fuerzas de la Naturaleza (excluyendo la gravitación). Alrededor de este pequeño núcleo

hay una zona donde abundan los bosones X e Y. En las regiones externas, bastante rarificadas, se hallan los bosones W^+, W^- y Z^0. Los límites externos del monopolo tienen un radio de cerca de 10^{-15} cm. Seguramente el lector se ha dado cuenta de que la enorme masa del monopolo es un obstáculo insalvable para poder obtenerlo en los aceleradores. No obstante, como ya veremos, los monopolos pudieron haber quedado en forma de relictos de procesos en el Universo muy, pero muy temprano. ¿Cómo sería posible registrarlos? El método más simple consiste en lo siguiente. Supongamos que hay un bucle circular de superconductor, por el que fluye corriente eléctrica. Si un monopolo magnético pasa por este anillo, entonces ello acarrea la aparición de la fuerza electromotriz en el anillo e inesperadamente cambiará la corriente, lo que puede ser registrado. Se entiende que en este caso deben tomarse medidas especiales de protección de este anillo contra otros factores, los cuales pueden acarrear un inesperado cambio de la corriente en el anillo.

Semejantes experimentos fueron realizados a principios de los años 80 en la Universidad de Stanford (EE.UU) por B. Cabrera. En calidad de conductor fue utilizado un anillo de niobio de 5 cm de diámetro enfriado hasta una temperatura casi del cero absoluto. Él declaró en el año 1982 que después de 150 días de observación había registrado un cambio de la corriente en el anillo, el que pudo haber sido consecuencia

del paso de un monopolo. No obstante, por ahora no hay confirmaciones fiables de este resultado y el problema queda pendiente.

Por otro lado, sabemos que si existen monopolos en el Universo de hoy, éstos no deben ser muchos. Como detector aquí también sirven las observaciones astrofísicas. Se sabe que en nuestra Galaxia hay campos magnéticos de gran escala, con una intensidad de 10^{-6} Oe. Los monopolos deben desplazarse bajo la acción de estos campos, lo que acarrea la reducción de su intensidad, de manera semejante a como el movimiento de las partículas eléctricamente cargadas por un conductor de un polo al otro de la batería provoca la reducción de la intensidad del campo eléctrico. Puesto que observamos el campo magnético galáctico y conocemos los procesos que pueden generarlo, es posible calcular la cantidad máxima posible de monopolos que podría haber en el Universo, sin provocar aún una rápida reducción del campo magnético galáctico. Resulta que por término medio en el Universo por 10^{20} protones puede haber no más de un monopolo magnético.

Por último, el monopolo posee una propiedad más que presenta un extraordinario interés. Como el lector recuerda, dentro del monopolo, en su núcleo, la densidad de la energía es enorme y allí hay una abundancia de «vehículos» de las fuerzas de la Gran unificación. Y estos «vehículos» pueden convertir los quarks en leptones, provocando, en particular, la desintegración del protón,

cuando es muy raro su nacimiento en éste. El físico soviético V. Rubakov en el año 1981 prestó atención al hecho de que el encuentro del monopolo con el protón puede acarrear consecuencias dramáticas para este último. Las partículas-«vehículos» de las fuerzas de la Gran unificación dentro del monopolo pueden interaccionar con los quarks del protón, provocando su desintegración. De esta manera, el monopolo magnético puede servir como un catalizador original de la desintegración del protón. Y en este caso él mismo no se destruye.

El trastorno espontáneo de la simetría en la teoría de la Gran unificación puede provocar también la creación de otras formaciones «extrañas» además de los monopolos, los cuales hemos conocido ahora.

Así, de acuerdo con algunas variantes de la teoría las regiones de enorme concentración de energía pueden conservarse no sólo en ciertos puntos del espacio, como los monopolos, sino en largas formaciones unidimensionales semejantes a cuerdas, o en formaciones bidimensionales denominadas paredes. Las unas y las otras formaciones extrañas no pueden surgir en el Universo de hoy, éstas, lo mismo que los monopolos, podrían crearse sólo en el Universo muy, pero muy temprano. Tanto los monopolos, como las cuerdas o paredes no fueron hasta ahora descubiertos por los físicos. De todo ello todavía hablaremos más adelante, cuando abordemos el análisis de los problemas cosmológicos.

Así, es hora de volver a la cosmología. Ahora tenemos una noción sobre los procesos que determinaban el mismo inicio de la expansión del Universo.

24. Volviendo al inicio: ¡por qué en el Universo hay substancia!

En nuestra exposición del Universo muy temprano nos hemos detenido, como el lector lo recuerda, a una distancia de 10^{-6} s de la singularidad, cuando la temperatura era de 10^{13} K, con el propósito de conocer el asombroso mundo de enormes energías. Ahora volvemos a la exposición interrumpida para acercarnos aún más al gran enigma del comienzo de la expansión del Universo

Anteriormente ya hemos hablado de ese método general, valiéndose del cual se aclara lo que ocurría en el Universo en el lejano pasado (véase pág. 90). Para ello se trata de hallar en el Universo actual las «huellas» de aquellos procesos que ocurrían cerca de la singularidad. Ahora tendremos que hallar las «huellas» de los procesos más «antiguos».

Resulta que estas «huellas» son las propiedades más fundamentales del mundo que nos rodea. Entre esas propiedades se puede citar el hecho de que el Universo se desarrolla en el espacio y el tiempo, y el espacio tiene tres dimensiones, en tanto que el tiempo es unidimensional (es decir, es la su-

cesión de sucesos que ocurren uno tras otro), o también de que en el Universo hay substancia. El lector puede estar un tanto perplejo: «¿En qué sentido estas mismas propiedades fundamentales del Universo pueden servir como «huellas» de lo que sea? Es que las propiedades fundamentales del Universo reflejan las propiedades de la materia en movimiento y el objetivo de la ciencia es llegar a conocer estas propiedades. Por ejemplo, conocer las propiedades del espacio y el tiempo. Pero no tiene sentido preguntar por qué la propiedad general de la materia en movimiento es el que ésta está en movimiento en el espacio y el tiempo? Enseguida surge la pregunta: ¿Y cómo podría ser de otra forma?

La perplejidad del lector se comprende. Hace poco tiempo la pregunta misma: ¿Por qué el Universo es así? parecía absurda. ¿Por qué absurda? La curiosidad científica es ilimitada y es ilimitado el poderío del intelecto que penetra en la esencia de los fenómenos. Con el conocimiento de las propiedades cada vez más profundas de la materia también cambia el mismo planteamiento de los problemas en la ciencia. En la etapa actual les llegó el turno a los problemas semejantes a los arriba enunciados, los que parecen casi fantásticos.

Al problema del espacio y tiempo todavía volveremos, y ahora encaremos el enigma fundamental, la existencia de la substancia en el Universo. ¿Acaso es un enigma eso? ¿Podría acaso surgir el Universo sin

haber substancia? No sólo podría, sino que eso sería, a primera vista, la consecuencia más natural de los procesos que se desarrollan en el Universo caliente y en expansión. En efecto, recordemos lo dicho en la pág. 102. Con temperaturas mucho mayores de 10^{12} K nacían y se aniquilaban todo el tiempo una enorme cantidad de pares de partículas y antipartículas. Entre ellas había tanto electrones como positrones, había protones y antiprotones, neutrones y antineutrones. Y había aproximadamente tantas partículas de cada clase surgidas de esta manera cuantos fotones relictos existían. «La caldera en ebullición» que hemos examinado contenía una cantidad casi igual de todas las clases de partículas y sus antipartículas.

Si el número de partículas pesadas y antipartículas fuera exactamente igual para cada clase, en el transcurso de la expansión se hubiesen aniquilado todas, convirtiéndose en fotones relictos y neutrinos. En este caso en el Universo, excluyendo la radiación relicta y los neutrinos, no quedaría en general nada. No hubiese quedado substancia de la cual después se formaban las estrellas, los planetas y nosotros mismos.

Pero por alguna causa el número de partículas y antipartículas no era exactamente igual, ni se diferenciaba el uno del otro. Por cada mil millones de pares de partículas -antipartículas había una partícula pesada «sobrante». Al reducirse la temperatura mil millones de pares se aniquilaron y esta partícula «sobrante» quedó. De

estas partículas sobrantes se creó todo el mundo que hoy nos rodea: el mundo de las estrellas, los planetas y el gas.

Y nuevamente vemos una situación extraña: mil millones de pares y una partícula sobrante. ¿De dónde apareció y por qué una por mil millones?

En esto reside el problema. Hasta hace poco tiempo se consideraba que si no existía la partícula «sobrante» desde el mismo principio, ésta no podía aparecer en ninguna reacción. Se consideraba invariable el número bariónico —ya hablamos de éste arriba: es la diferencia del número de bariones y antibariones (la diferencia del número de quarks y antiquarks dividida por tres). Si desde el mismo comienzo el número bariónico era igual a cero (no había partículas «sobrantes»), entonces se consideraba que éste siempre era igual a cero (las partículas «sobrantes» no aparecerían en ningún proceso). La teoría de la Gran unificación ha demostrado que esto no es así. Con las energías muy grandes, como hemos visto, son posibles reacciones, en las que el número bariónico se altera. Y esto significa que si no hubo una «partícula sobrante» desde el mismo comienzo, en principio ella puede aparecer. Por primera vez, ya antes de ser creada la teoría de la Gran unificación, esta posibilidad en la cosmología del Universo caliente fue indicada en el año 1967 por A. Sájarov, físico soviético y luego esta idea fue desarrollada en el año 1970 por V. Kuzmín.

La teoría moderna del origen de la substancia en el Universo en expansión fue creada, basándose en la Gran unificación, con los trabajos de muchos científicos, entre los cuales nombraremos al físico estadounidense S. Weinberg y los físicos soviéticos A. Dolgov, V. Kuzmín, A. Linde y V. Rubakov. Ahora se conocen varios mecanismos de creación del exceso de partículas sobre las antipartículas. Describamos el mecanismo, el primero que fue propuesto, para que el lector comprenda las posibilidades que existen.

Estos procesos están relacionados, como ya se ha dicho, con los «vehículos» de las fuerzas de la Gran unificación, los bosones X e Y y las partículas pesadas de Higgs en la época cuando la temperatura era del orden de 10^{27} K, es decir, 10^{14} GeV. Estas temperaturas en el Universo debían existir según la fórmula (14.5) siendo $t \approx 10^{-34}$ s. Precisamente a intervalos tan ínfimos de tiempo nos acercamos ahora a la singularidad. A semejantes temperaturas en el Universo existe una mezcla supercaliente de todas las partículas fundamentales y exactamente la misma cantidad de sus antipartículas. No había ningún exceso de partículas «sobrantes». En lo sucesivo al descender la temperatura el papel clave lo desempeñaban los procesos con los bosones X, Y y de Higgs. Nosotros para simplificar hablaremos sólo de una clase de partículas, de los bosones X (aunque lo dicho es aplicable también a los bosones Y y de Higgs).

Cuando la temperatura se reduce hasta 10^{27} K, los bosones X y sus antipartículas, los bosones $\overline{X}$ ya no pueden crearse eficazmente. Pero resulta que los procesos, en los que ellos participan se vuelven tan lentos en comparación con el ritmo de expansión del Universo en aquella época, que éstos no tienen tiempo ni de aniquilarse, ni desintegrarse y desaparecer. Sólo más tarde, cuando pase el tiempo suficiente, éstos comenzarán a desintegrarse. Este proceso será el básico para el futuro.

Supongamos que hay dos canales de desintegración del bosón X (y su antipartícula el bosón $\overline{X}$):

1) el bosón X con probabilidad r se desintegra en partículas (en dos antiquarks), para las cuales el número bariónico total $B_1 = -2/3$.

2) el bosón X con probabilidad $1 - r$ se desintegra en partículas (en quarks y leptón), para las cuales el número bariónico total $B_2 = 1/3$; además, $B_2 \neq B_1$.

Analicemos el volumen del espacio con un número n de bosones X y tantos números de bosones $\overline{X}$. El número bariónico total después de la desintegración del bosón X será

$$B = [rB_1 + (1 - r) B_2] n. \quad (24.1)$$

Un proceso análogo ocurre con el bosón $\overline{X}$:

1) el bosón $\overline{X}$ con probabilidad $\overline{r}$ se des-

sintegra en partículas con un número bariónico total $-B_1 = 2/3$;

2) el bosón $\overline{X}$ con probabilidad $1 - \overline{r}$ se desintegra en partículas con un número bariónico total $-B_2 = -1/3$.

Hay que notar que $r \neq \overline{r}$ a causa de la asimetría de las propiedades de las partículas y las antipartículas, conocida hace mucho por los físicos.

El número bariónico después de la desintegración del bosón $\overline{X}$ será

$$\overline{B} = -[\overline{r}B_1 + (1 - \overline{r})\, B_2]\, n. \quad (24.2)$$

Después de la desintegración del bosón X y $\overline{X}$ el número bariónico resultará igual a

$$B + \overline{B} = (r - \overline{r})\,(B_1 - B_2)\, n. \quad (24.3)$$

Este número no es igual a cero, ya que $r \neq \overline{r}$ y $B_1 \neq B_2$. ¡Ahora ha aparecido la carga bariónica! Ha aparecido un pequeño exceso de partículas sobre las antipartículas. Este pequeño exceso, como hemos visto, es el que se requiere para explicar el estado actual del Universo. En el transcurso de la expansión del Universo las partículas y antipartículas se aniquilan convirtiéndose por fin en luz (recordemos que en el Universo también quedan los neutrinos), y el exceso de bariones se quedará, éste es la substancia común del Universo actual*). Emplean-

*) Como han demostrado las últimas investigaciones, los procesos de la interacción electrodébil en algunas variantes de la teoría pueden

do la fórmula citada arriba (24.3), la teoría permite calcular el valor del exceso de partículas. Este resulta aproximadamente igual a una milmillonésima que es lo que se requiere para concordar la teoría y las observaciones como se dijo enla pág. 102.

Así se resuelve el primer enigma y se aclara por qué en el Universo actual hay substancia, y no sólo fotones y neutrinos. Hay que subrayar una vez más que para la aclaración tuvimos que examinar los procesos con $T \approx 10^{14}$ GeV $= 10^{27}$ K y acercarnos a la singularidad aproximadamente en 10^{-34} s. Se debe añadir, como ya se ha dicho, que hay también otros mecanismos de creación de la carga bariónica, incluyendo los que terminan a una temperatura del orden de la temperatura de la interacción electrodébil, es decir, cerca de 10^{15} K. Cuál de ellos funciona con más eficacia hasta ahora no se sabe a ciencia cierta.

A lo dicho se debe hacer una aclaración. Por lo visto, el lector ya ha notado que en los procesos con los bosones X no se crean los bariones (es decir, protones y neutrones) y mesones mismos, sino sus quarks (y, por supuesto, los leptones). Con temperaturas tan elevadas como 10^{14} GeV, los quarks todavía no crean sistemas ligados —los bariones y mesones. Sólo al pasar mucho tiem-

---

reducir el exceso que se ha creado. Pero aquí sólo analizamos las ideas más importantes y no tenemos la posibilidad de detenernos en numerosos detalles.

po, aproximadamente a 10^{-4} s, cuando la temperatura se reduce hasta varios cientos de MeV (10^{12} K), los quarks se reúnen en partículas nucleares que todos conocemos, los bariones y mesones*). Pero el sobrante del número bariónico en este caso quedará y dará un pequeño exceso de protones y neutrones sobre los antiprotones y antineutrones. Poco tiempo después de haber sido creadas las partículas nucleares ocurrirá la aniquilación de los pares de protones y antiprotones y los neutrones y antineutrones, de la cual ya hemos hablado en el capítulo 14. De las partículas pesadas queda tan sólo este pequeño sobrante de protones y neutrones, para los cuales no se hallarán pares de sus antipartículas.

No es nuestro objetivo analizar detalladamente el posterior destino de la substancia surgida. El lector puede enterarse de ello, por ejemplo, en el libro del autor ya citado «Evolución del Universo». Aquí nos limitaremos a acotar lo siguiente. Cinco minutos después del comienzo de la expansión la temperatura en el Universo descenderá por debajo de mil millones de grados. Ahora ya es posible la unificación del protón y el neutrón en el núcleo del deuterio.

---

*) Preste atención cuán relativas son prácticamente todas las nociones de la gente. Hace poco hemos dicho: «al pasar mucho tiempo». Sin embargo se trata del tiempo que transcurre de 10^{-34} s a 10^{-6} s. ¡Es un instante ínfimo! Pero en realidad, respecto a 10^{-34} s el momento 10^{-6} s es un lejano futuro inimaginable.

Antes con temperaturas más elevadas los núcleos complejos que surgían se destruían instantáneamente con las partículas enérgicas que se les venían encima. Con una temperatura inferior a mil millones de grados los núcleos del deuterio surgidos entran en la siguiente cadena de transformaciones nucleares hasta que surja el núcleo del átomo de helio. Con esto finalizan las reacciones nucleares en el Universo temprano. Los cálculos indican que en la substancia primaria deben formarse cerca de 25% de helio por la masa y la substancia restante (75%) son los núcleos de los átomos de hidrógeno (los protones). En efecto, las observaciones atestiguan que las primeras estrellas en el Universo se formaron a partir de una substancia cuya composición química corresponde a las predicciones de la teoría del Universo caliente. Los núcleos de los átomos de elementos más pesados surgieron en el Universo mucho después —ya en la época cercana a la nuestra— en los procesos nucleares que se desarrollan en las estrellas.

25. Más enigmas

¿Qué otro enigma más ven los cosmólogos en las propiedades que hoy se observan en el Universo? ¿Cuáles son otras de sus propiedades fundamentales que han de ser explicadas?

Posiblemente, la primera de estas propiedades fundamentales es la homogeneidad

del Universo en grandes escalas. Ya hemos dicho más de una vez que en escalas mayores de cientos de megaparsecs las aglomeraciones de galaxias están distribuidas homogéneamente en el espacio. Claro que para las grandes distancias es difícil hacer conclusiones a causa de la complejidad de observación de lejanos objetos débiles. Además, estas observaciones todavía no pueden explicar directamente la distribución en el espacio de la «masa oculta» —las formas invisibles de la materia. Pero a pesar de ello, la conclusión sobre la homogeneidad en gran escala del Universo para la materia tanto visible como invisible —lo que es muy importante— es bastante fiable. ¿Cómo fue obtenida?

Como instrumento de investigación en este caso ha servido la radiación relicta.

En el capítulo 13 ya se ha dicho que actualmente el Universo es completamente transparente para esta radiación, pero en el pasado esto no era así. Cuando la temperatura en el Universo superaba los 4000 K, toda la substancia se hallaba en forma de plasma ionizado (en aquel entonces aún no había cuerpos celestes separados). Este plasma no era transparente para la radiación relicta. La transformación del plasma en substancia neutra ocurrió en el Universo pasados 300 mil años después del comienzo de la expansión y a partir de esa época la mayoría aplastante de los fotones relictos avanzan en línea recta, ya prácticamente sin interaccionar con los átomos neutros. Es

por ello que cuando observamos la radiación relicta, miramos en el pasado, precisamente en aquella lejana época, denominada época de recombinación (así se llama el proceso de captura de electrones por los núcleos atómicos, la formación de la substancia neutra). Durante el tiempo transcurrido desde la época de recombinación la radiación tiene tiempo de vencer una distancia casi igual a la distancia hasta el horizonte (véase capítulo 13), es decir, cerca de 13 mil millones de años luz. De esta manera, valiéndonos de la radiación relicta podemos «observar» prácticamente casi toda, en principio, la región del Universo accesible para las observaciones.

¿En qué puede ayudarnos la radiación relicta para la solución del problema, en qué medida es homogéneo el Universo? El problema reside en que esta radiación lleva la información de las propiedades del Universo en los puntos dispersados a grandes distancias en el espacio. Y estas propiedades resultan asombrosamente iguales. Así, la intensidad de la radiación relicta que nos llega desde los puntos en el cielo diametralmente opuestos es igual, con una precisión por lo menos de hasta una centésima del uno por ciento. Cada rayo de radiación llega hacia nosotros prácticamente desde el horizonte. Esto significa que los puntos, de los que salió la radiación relicta que observamos, están alejados hoy unos de otros a 26 mil millones de años luz (véase fig. 28), y la radiación muestra que las propiedades

en estas regiones son prácticamente idénticas.

Supongamos que es así, dirá el lector, pero ¿qué hay de asombroso en el hecho de que en escalas muy grandes el Universo es homogéneo?

Esto es asombroso por lo siguiente. La señal luminosa que viene del punto *a*

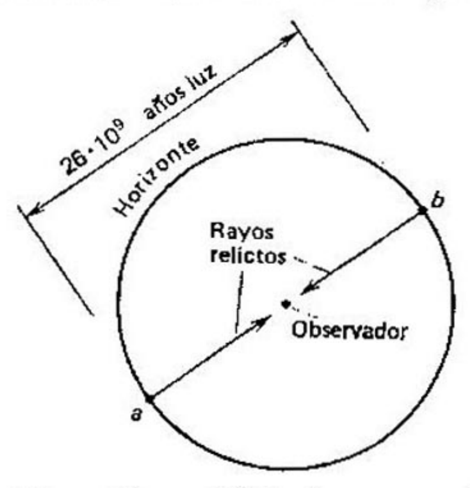


Fig. 28. El «problema del horizonte» en la cosmología. El rayo del punto *a* no tuvo tiempo de llegar hasta el punto *b*. Mientras tanto las temperaturas en estos puntos, como lo confirman las observaciones, son idénticas.

(fig. 28) y que prácticamente salió en el momento del comienzo de la expansión del Universo todavía no ha llegado al punto *b*. Nada puede difundirse con más rapidez que la luz. Por tanto, el punto *b* no puede tener ningunas nociones sobre las condiciones en el punto *a*. ¿Cómo ha ocurrido en este caso

que las condiciones en los puntos a y b son completamente iguales? Cuando la señal salía del punto a, éste se hallaba lejos de los límites del horizonte de visibilidad trazado en ese momento alrededor del punto b. No hay ningún motivo para la igualación o «adaptación» de las condiciones en estos puntos, si éstos no tuvieron tiempo ni siquiera de intercambiar señales desde el comienzo de la expansión del Universo. Y a pesar de ello las condiciones en ellos son iguales. ¿Por qué?

Este es el enigma, el problema que debe resolver la teoría. El problema ha obtenido el nombre de «problema del horizonte».

Antes de formular la segunda propiedad fundamental volvamos a la relación (7.1), la que escribiremos utilizando (7.2) en la forma

$$A = \frac{8}{3} \pi G R_0^2 (\rho_{crit} - \rho_0). \qquad (25.1)$$

Dividamos los miembros izquierdo y derecho por ρ_0 y escribamos (25.1) una vez más utilizando la correlación $\rho_0 = M\,(^4/_3 \pi R_0^3)^{-1}$:

$$\frac{\rho_{crit} - \rho_0}{\rho_0} = \frac{A R_0}{2MG}. \qquad (25.2)$$

La expresión (25.2) describe la diferencia relativa de la densidad ρ_0 respecto de la densidad crítica ρ_{crit}. Por cierto, podemos escribir la expresión (25.2) no sólo para el momento actual t_0 (lo que se refleja en la expresión (25.2) con el subíndice «0» en la densidad ρ_0 y el radio de la bola R_0),

sino también para cualquier momento de tiempo t. Para ello simplemente se retira el índice «0» en (25.2). Ahora esta expresión describe la diferencia relativa de la densidad respecto del valor crítico para cualquier momento de tiempo. Podemos apreciar que esta diferencia es proporcional al radio del globo R:

$$(\rho_{crit} - \rho)/\rho \sim R. \qquad (25.3)$$

En el pasado, cuando el radio R era menor, también la diferencia relativa de la densidad respecto de la crítica. Se debe añadir también que la expresión (7.1) está escrita para el caso cuando en la substancia no hay presión, es decir, $P = 0$. Ya sabemos (véase capítulo 14) que en el comienzo de la expansión no se debe desechar la presión, ésta es igual a $P = {}^1/_3\rho c^2$. Si se analiza cómo en este caso varía la diferencia relativa de la densidad respecto de la crítica, resulta que

$$(\rho_{crit} - \rho)/\rho \sim R^2, \qquad (25.4)$$

es decir, en este caso la diferencia cambia aún con más rapidez que al no haber presión.

Como ya se ha dicho, la densidad media de la substancia en el Universo actual se conoce mal. Esta, probablemente, es próxima al valor crítico, pero es posible que se diferencie en varias veces.

Ahora, partiendo de estos datos, aunque no sean muy exactos, veamos cuál era la diferencia de la densidad respecto de la

crítica en el pasado. Para ello utilicemos las relaciones (25.3) y (25.4).

Para una época relativamente cercana a la nuestra podemos adoptar $P = 0$ y es viable la correlación (25.3). Cuando R era mil veces menor que hoy, entonces también la diferencia relativa de la densidad respecto de la crítica era mil veces menor que la actual. Por consiguiente, si la diferencia de hoy es del orden de diez, entonces en aquel tiempo era una centésima. Para momentos aún más tempranos se debe utilizar la relación (25.4). Calculemos la diferencia relativa para la época de la Gran unificación con $t \approx 10^{-34}$ s, cuando todas las distancias en el Universo eran aproximadamente en 10^{27} veces menores que las actuales. No es difícil calcular que la diferencia relativa en aquel entonces representaba un valor fantásticamente pequeño, cerca de 10^{-50}.

Conque, en el mismo inicio de la expansión la densidad de la substancia en el Universo era sorprendentemente cercana a la crítica. Pero, ¿por qué? ¿Por qué la fuerza de la explosión, la que determinó la velocidad de la expansión (y por ende la constante de Hubble en aquel momento), también determinaba por ello la magnitud de la densidad crítica (véase la expresión (7.2)), la naturaleza la eligió tal que la densidad crítica coincidió con una asombrosa precisión con la densidad real de la substancia?

Este es el segundo enigma del Universo y lo llaman a veces «problema de la densidad crítica».

El problema siguiente es: ¿por qué, a pesar de la asombrosa homogeneidad del Universo en escalas muy grandes, en escalas menores hubo desviaciones de la homogeneidad —pequeñas fluctuaciones primarias? Luego, precisamente estos pequeños espesamientos —bajo la acción de las fuerzas gravitacionales— se condensaban y crearon, ya en la época cercana a nuestra Galaxia, sus aglomeraciones. Por fin, existe un problema más. Este está relacionado con los monopolos teóricamente pronosticados (véase capítulo 23). Estas insólitas partículas surgieron en el Universo en la época de la Gran unificación. Tendrían que haberse creado muchísimas partículas de esa clase. Es evidente que en el transcurso de la posterior evolución parte de los monopolos y sus antipartículas —los antimonopolos— se aniquilaron el uno al otro. Pero como ha sido demostrado por los cálculos de los físicos soviéticos Ya. Zeldóvich y M. Jlópov, en el Universo actual debe haber quedado una enorme cantidad de monopolos, aproximadamente tantos como partículas comunes —los protones. Pero es que los monopolos son en 10^{16} veces más macizos que los protones. Esto significa que la densidad de la substancia en forma de monopolos en el Universo de hoy sería en 10^{16}(!) veces mayor que la densidad de la substancia visible común. Claro que esto no puede ser. Es que ya hemos visto que la densidad de la masa «oculta» en el Universo no supera más que en 30 veces la densidad de la substancia

visible común. Eso significa que prácticamente en el Universo actual no hay monopolos. ¿Dónde se metieron?

Este enigma ha recibido el nombre de «enigma de los monopolos».

Algunas teorías de interacciones con energías superelevadas predicen, como ya hemos visto, la posibilidad de la existencia —además de los monopolos— todavía de otras «rarezas» —cuerdas y paredes. Mas por ciertas causas tampoco vemos estas formaciones en el Universo actual.

Los astrofísicos comprendían que los enigmas enumerados tienen relación con lo que ocurrió en el mismo comienzo de la expansión del Universo, o sea, éstos en forma cifrada guardan el secreto del principio. Quedaba por hallar la clave para este cifrado.

26. El primer empujón

Pues hemos llegado al enigma de los enigmas: al principio de la etapa contemporánea de la existencia del Universo. ¿Cuál puede ser la causa del comienzo de la expansión? Comprendemos que la enorme presión en el principio no puede ser causa de grandes velocidades de dispersión de la substancia, puesto que en el Universo homogéneo no hay salto de presión, que en este caso es el que crea la fuerza que causa la dispersión. De ello con más detalles se trató en el capítulo 12. Más aún, allí hemos aclarado que la gran presión crea fuerzas

adicionales de gravitación y con ello retarda adicionalmente la expansión del Universo. Y nosotros debemos comprender el origen de la aceleración inicial de las partículas de la materia.

El lector atento ya tendrá, posiblemente, sus conjeturas acerca del problema en qué forma es posible obtener la aceleración inicial. Recordemos tres hechos aducidos más arriba en este libro.

1. La suposición de Einstein de que, posiblemente, en el mundo hay fuerzas hipotéticas de repulsión gravitacional (véase capítulo 3), descritas por la constante cosmológica Λ.

2. El modelo del Universo de De Sitter demuestra que en el Universo casi vacío la constante cosmológica Λ provoca la dispersión acelerada de cualesquiera partículas de la substancia (véase capítulo 4).

3. En el capítulo 17 fue dicho que el vacío puede ser diverso y en algunos casos puede tener densidad positiva de la energía ε_v, densidad de la masa $\rho_v = \varepsilon_v/c^2$ y presión negativa (es decir, tensión) $P_v = -\varepsilon_v = -\rho_v c^2$. ¿Acaso pueden las propiedades del vacío, enumeradas en este párrafo, provocar en el inicio de la expansión del Universo la aparición de una gran constante cosmológica? De ser así, ¿es posible que esta constante resulte ser tan grande que con su acción gravitacional eclipse la gravitación de la materia física común y, de acuerdo con el párrafo 2, provoque la repulsión gravitacional, o sea, a ese «primer

empujón», del cual comenzó la expansión del Universo? Resulta que sí, las preguntas enumeradas tienen respuestas positivas.

Ante todo, veamos cómo la densidad de energía del vacío y su presión negativa provocan la aparición de la repulsión gravitacional.

Es fácil comprender este fenómeno si se recurre a la fórmula (12.5). Esta fórmula muestra que la aceleración gravitacional no sólo depende de la densidad de la materia ρ, que crea la aceleración, sino también de su presión P:

$$a = -\frac{G\,[{}^4/_3\,\pi R^3\,(\rho + 3P/c^2)]}{R^2} =$$

$$= -\frac{4}{3}\pi G\,(\rho + 3P/c^2)\,R. \qquad (26.1)$$

En el caso del vacío $\rho_v = -P_v$ (párrafo 2), por lo que la suma entre paréntesis de la última igualdad es negativa, es decir, en la creación de la aceleración gravitacional la aportación determinativa la hace la presión negativa y no la densidad. Por ello, ahora la fórmula (26.1) puede ser escrita en la forma

$$a = \frac{8\pi G\rho_v}{3} R. \qquad (26.2)$$

Esta fórmula indica que surgió la repulsión gravitacional (aceleración positiva), proporcional al radio del globo, o sea, proporcional a la distancia R entre las partículas en el Universo.

Ya hemos dicho en el capítulo 17 que la densidad del vacío (y, por ende, su presión)

no depende del movimiento del observador. Para cualquier observador, cualquiera que sea su velocidad, ella queda constante, sin variar. Esto significa que la densidad del vacío ρ_v es constante y no varía con la expansión del Universo.

Si designamos $8\pi G\rho_v/c^2 = \Lambda$, llegamos exactamente a la fórmula (4.1) para el modelo de De Sitter:

$$a = \frac{\Lambda c^2}{3} R. \qquad (26.3)$$

El corolario de esta fórmula ya lo analizamos en el capítulo 4. Si las fuerzas del vacío dominan en el Universo, entonces todas las partículas se irán alejando vertiginosamente una de otra y la distancia entre ellas crecerá por una ley exponencial.

$$R = R_0 \exp(\sqrt{\Lambda/3} \cdot ct). \qquad (26.4)$$

La condición de que las fuerzas de repulsión gravitacional prevalecen sobre la atracción gravitacional es $\rho_v \gg \rho$, siendo ρ la densidad de la materia física común. De este modo, si

$$\rho_v \gg \rho, \qquad (26.5)$$

el Universo comienza a expansionarse vertiginosamente bajo las acción de las fuerzas antigravitacionales del vacío. Precisamente esta aceleración inicial puede ser el «primer empujón» que ocasionó la aparición del Universo en expansión.

Ahora el problema consiste en establecer cómo, en qué condiciones y cuándo es po-

sible la aparición de grandes densidades del vacío que satisfagan la desigualdad (26.5). La suposición de que las enormes presiones negativas y, por ende, también la repulsión gravitacional pueden surgir siendo muy grandes las densidades de la substancia, fue hecha por el físico soviético E. Glíner a finales de los años 60. Eran las primeras suposiciones. Y en el año 1972 los físicos soviéticos D. Kirzhnits y A. Linde mostraron que semejante estado puede surgir naturalmente en el Universo al disminuir la temperatura de valores muy grandes superiores a la temperatura de la Gran unificación.

Estas primeras ideas un tanto después fueron desarrolladas con arreglo a la cosmología en los trabajos de los leningradenses E. Glíner, L. Gurévich, I. Dímnikova, y luego, utilizando los más recientes logros de la física de grandes energías, desarrolladas por el estadounidense A. Guth, los físicos soviéticos A. Linde, A. Starobinski y muchos otros.

¿Cómo puede surgir este asombroso estado con la enorme presión negativa?

Arriba ya se ha dicho que este estado puede surgir como una variedad de vacío y comenzaremos por analizar este caso. En adelante veremos que los estados con $\rho = -P/c^2$ también pueden surgir con amplia clase de condiciones, las cuales no se reducen simplemente al vacío.

En el capítulo 17 se subrayó que el vacío es lo que queda cuando se evacuan todas

las partículas y todos los campos físicos. No obstante, queda en este caso la «ebullición» cuántica del vacío, imposible de eliminar de ninguna manera. Esto es el vacío. El vacío, hablando en un lenguaje más especializado, es el estado energético más bajo de los campos físicos, es decir, un estado con un mínimo de energía, por debajo del cual ésta ya no puede descender.

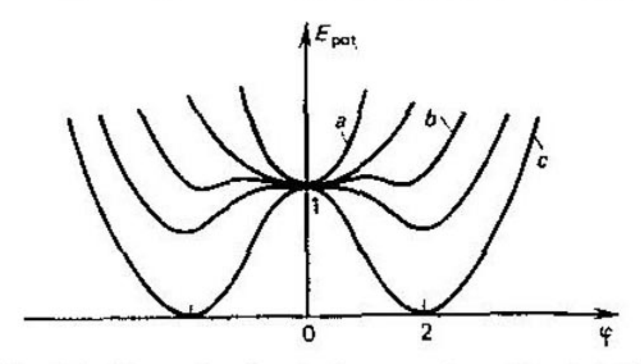


Fig. 29. Dependencia de la energía potencial de los campos de Higgs en función de la temperatura: *a*, para $T \gg T_{g.u}$; *b*, para $T \approx T_{g.u}$; c, para $T \ll T_{g.u}$.

Este estado (el vacío) puede ser diferente en dependencia del método de su obtención.

En adelante nos interesaremos por los estados que surgen al enfriarse el Universo desde temperaturas muy elevadas. Recurramos a los campos de Higgs con temperaturas correspondientes a la energía de la Gran unificación. Analicemos cómo varía la energía potencial de los campos de Higgs al descender la temperatura (véase fig. 29).

Para temperaturas muy elevadas $T \gg T_{g\,u}$ el diagrama de dependencia de la energía potencial E_{pot} en función del valor del campo φ tiene su mínimo con $\varphi = 0$ (la curva *a*). Este es el estado energético mínimo posible. Al disminuir la temperatura cambia la forma de la dependencia de la energía potencial en función de la magnitud del campo φ, como se aprecia en la figura (las curvas *b*), y para la temperatura $T \ll T_{g\,u} \approx 10^{14}$ GeV el diagrama adopta la forma mostrada por la curva *c* en la fig. 29. Este es análogo al diagrama de la fig. 20. En la curva *c* ya se tiene el mínimo con un valor de φ diferente de cero. Así como en la fig. 20, la bola que se halla en el fondo de la canaleta de cada uno de los diagramas, responde al mínimo de energía potencial, o sea, refleja el estado del vacío. Preste atención a la siguiente particularidad de los diagramas. El punto *1* —el mínimo de la curva *a*, es decir, la curva para grandes temperaturas *T*, que coincide con la «protuberancia central» de la curva *c*, válida para pequeñas temperaturas— se dispone más arriba del punto *2* que corresponde al mínimo en la curva *c*. ¿Qué significa eso? Eso significa lo siguiente: al mínimo *1* de la curva *a* le corresponde una energía potencial muy grande, y al mínimo de la curva *c*, una energía potencial prácticamente nula (o por lo menos muy pequeña).

Veamos ahora qué ocurrirá con el estado del campo φ al bajar la temperatura en el

Universo en expansión. Cuando la temperatura *T* era del orden de la temperatura de la Gran unificación, la bola que refleja el estado del campo φ se hallaba en el punto *1*. Luego con la disminución de *T* la curva potencial adopta la forma *c*. Ahora la bola en la posición *1* se halla en la cúspide de la protuberancia en estado inestable. Es posible que en el diagrama haya un hoyo poco profundo (véase fig. 30, *a*). En este hoyo la bola de todas maneras es poco estable. La posición *1* correspondía al mínimo de energía potencial a alta temperatura, es decir, al vacío para este estado. Pero téngase en cuenta que a este vacío le corresponde una enorme energía potencial del campo φ: la bola está elevada sobre el eje horizontal. Y ello significa que a éste le corresponde una enorme densidad del vacío ρ_v. En las versiones más sencillas de la teoría $\rho_v \approx 10^{74}$ g/cm^3. Números tan grandes se hallan fuera del alcance de nuestra imaginación. ¡Y esto es la densidad del vacío! Ya diremos un poco más adelante cómo se manifiesta esta gigantesca densidad. A veces semejante estado lo llaman vacío falso.

¿Qué es lo que ocurrirá en adelante? La bola que refleja el estado del campo φ en el hoyo en la cúspide de la protuberancia, no puede quedarse en reposo por mucho tiempo. Bajo la acción de perturbaciones aleatorias ésta será expulsada del hoyo y comenzará a rodar pendiente abajo. Inicialmente en la parte suave de la pendiente la

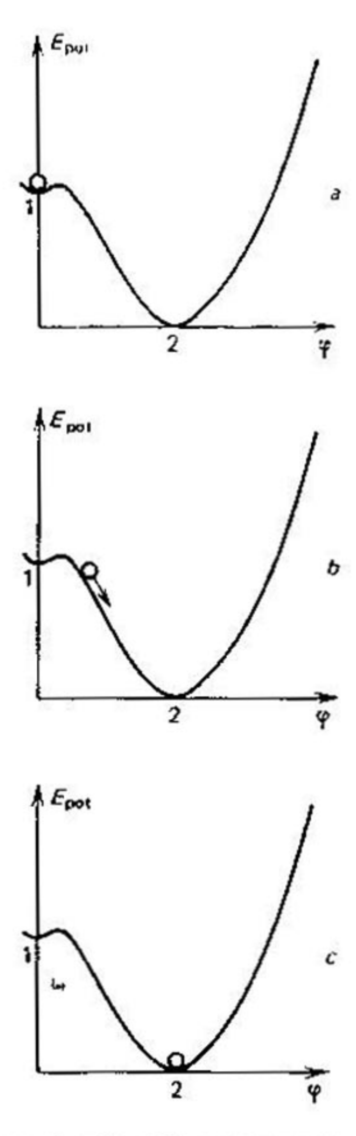


Fig. 30. La evolución del campo φ en el Universo en expansión se representa con la rodadura de la bola de la protuberancia.

bola rodará lentamente y luego, en la parte abrupta de la pendiente, ésta rodará rápidamente hasta el punto *2*. La posición de la bola en el punto *2* corresponde al estado del nuevo vacío con temperatura baja si se compara con 10^{14} GeV. A esta posición le corresponde la energía potencial nula (o muy pequeña) y por ende, también es nula la densidad de vacío $\rho_v = 0$. De este vacío los físicos hablan como del vacío «verdadero». Mientras la bola que representa el estado del campo φ, se halla en la cúspide de la protuberancia en la posición *1*, el vacío tiene una enorme densidad y existe la repulsión gravitacional. Luego, cuando ésta rueda lentamente por la parte suave superior de la pendiente, no se puede afirmar estrictamente que el campo φ se halla en estado de vacío, puesto que la vacuidad (el estado más bajo de la energía) surge cuando la bola quede en reposo en el fondo de la canaleta en el punto *2*. Pero al movimiento por la parte superior de la pendiente le corresponde una elevada energía potencial E_{pot} del campo φ, puesto que la bola está elevada bastante sobre el eje de las abscisas y esta energía cambia paulatinamente (la bola rueda con lentitud). Por ello durante este tiempo prácticamente también tenemos el estado con $\rho = -P/c^2$, como en el vacío. Tales estados se llaman cuasivacuos. Con el estado cuasivacuo con gran densidad se tiene constantemente la repulsión gravitacional y el Universo se expansiona vertiginosamente por una ley exponen-

cial. El Universo, según se dice, se infla, o en el lenguaje de los especialistas, se realiza el estado de inflación.

Semejante mecanismo de surgimiento de la inflación fue elaborado por el físico soviético A. Linde y los físicos estadounidenses A. Albrecht y P. Steinhardt.

El estado cuasivacuo puede surgir no sólo al variar el vacío, de lo que se habló más arriba. El físico soviético A. Starobinski demostró que semejantes estados pueden surgir como consecuencia de efectos cuánticos en el campo gravitacional, si éste es muy fuerte y cambia rápidamente, como susedió en el mismo comienzo de la expansión del Universo. A. Linde subraya que los estados cuasivacuos también pueden surgir por otras causas, de acuerdo con muchísimas teorías modernas que describen la física de la materia superdensa con enormes densidades. Estas densidades deben ser cercanas a aquellas densidades, con las cuales las partículas en el Universo en expansión tenían una energía igual a la energía de Planck $E_P \approx 10^{19}$ GeV $\approx 10^{32}$ K (véase fórmula (22.1)), es decir, la energía de la superunificación. Las partículas tenían esta energía en el Universo durante el tiempo $t \approx$ $\approx 3 \cdot 10^{-44}$ s (véase fórmula (14.5)). Este momento de tiempo lleva el nombre de momento de Planck y se obtiene de la división de la longitud de Planck (véase fórmula (22.2)) r_P por la velocidad de la luz c:

$$t_P = r_P/c \approx 3 \cdot 10^{-44} \text{ s.} \qquad (26.6)$$

Por la fórmula (12.8) se puede calcular que en ese momento la densidad debe ser igual a $\rho_P \approx 10^{94}$ g/cm^3. Esta densidad se llama densidad de Planck.

De esta manera es muy probable que, para las condiciones similares a la densidad de Planck, existía un estado cuasivacuo con $\rho = -P/c^2$, y éste ha sido el «primer empujón» que provocó como dicen, un ensanchamiento del Universo por inflación, para subrayar la vertiginosidad de este proceso.

En esto, por lo visto, reside la causa de la Gran explosión.

27. La inflación

¿Cómo está ligado el «primer empujón» con las propiedades fundamentales del Universo? Para ello se debe examinar el proceso de inflación y comprender a lo que éste conduce. La inflación ocurre por la ley exponencional

$$R = R_0 \exp(\sqrt{\Lambda/3} \cdot ct). \qquad (27.1)$$

Sustituyamos en esta expresión Λ por su valor numérico, obtenido con ayuda de la fórmula en la pág. 194, donde Λ se expresa por la densidad del estado cuasivacuo ρ_v. No sabemos con exactitud con qué densidad surgió el estado cuasivacuo. Como ya se ha dicho en diferentes teorías esta densidad puede ser distinta. Pero no cansaremos al lector enumerando las diversas posibilidades, sino analizaremos sólo una variante que el autor cree más probable. Esta refleja

los rasgos principales inherentes a todas las variantes de la teoría.

De acuerdo con esta variante, el estado cuasivacuo se tiene cuando el tiempo es igual al de Planck $t_P \approx 3 \cdot 10^{-44}$ s y la densidad es también de Planck $\rho_P = 10^{94}$ g/cm³. Considerando que ésta es la densidad del estado cuasivacuo*), hallamos el valor Λ y lo introducimos en (27.1). Entonces esta fórmula se escribirá de la manera siguiente

$$R = R_0 \exp (3 \cdot 10^{43}\ t). \qquad (27.2)$$

Aquí el tiempo t se expresa en segundos. ¿Qué pasará en este Universo que se infla con tan increíble rapidez? Ante todo hay que subrayar una vez más que la densidad ρ_v del estado cuasivacuo prácticamente no varía con el tiempo o en todo caso, varía lentamente. Es muy distinto el caso de la densidad de la materia física común ρ. A medida de la inflación del Universo esta densidad se reduce. Puesto que la materia tiene al principio una temperatura elevada, su densidad se reduce como la densidad de la radiación relicta (véase fórmula (13.6)), es decir, proporcionalmente a R^{-4}:

$$\rho \sim R^{-4} \sim \exp (-12 \cdot 10^{43}\, t). \quad (27.3)$$

Por tanto, la reducción de la densidad de la materia física común ocurre con asombrosa

*) Preste atención a que en esta variante de la teoría la densidad del estado cuasivacuo es considerablemente mayor que la dada en la pág. 198. Tal es la vaguedad de la teoría. Pero hay que subrayar que esta vaguedad no influye en las ideas principales descritas aquí.

rapidez. De esta manera, sólo al cabo de cinco tiempos de Planck $t = 5 t_P = 1,5 \times \times 10^{-43}$ s la densidad caerá en 10^8 veces. Si en el comienzo del proceso para $t \approx t_P$ la densidad de la materia física común y la densidad del estado cuasivacuo eran comparables, muy pronto resultará que $\rho_v \gg \rho$, es decir, la condición (26.5) queda cumplida y la inflación transcurre realmente de acuerdo con el modelo de De Sitter. Cuando la materia se enfríe y las partículas que tienen masa ya no avanzarán a velocidades próximas a la velocidad de la luz, la fórmula para ρ cambiará un tanto:

$$\rho \sim R^{-3} \sim \exp(-9 \cdot 10^{43}\, t). \quad (27.4)$$

Pero esta caída de la densidad por su vertiginosidad se diferencia poco de (27.3). ¿Durará mucho tiempo este asombroso proceso? No es posible por ahora responder con seguridad a esta pregunta. Lo único que se sabe es que el estado cuasivacuo es inestable. Al transcurrir cierto tiempo éste se desintegra, convirtiéndose en materia caliente común. ¿Cuándo ocurrirá esto? Como ya se ha dicho, por ahora no hay una respuesta exacta. Mas se puede conjeturar que se necesita aproximadamente $\Delta t \approx 10^5 \ldots 10^{10}$ tiempos de Planck (esta cifra puede variar considerablemente en distintas variantes de la teoría). Tomemos para precisarlo $\Delta t = 10^9\, t_P$. De acuerdo con nuestras medidas humanas esto es ínfimo: $\Delta t \approx 10^9 \cdot 3 \times \times 10^{-44} \approx 3 \cdot 10^{-35}$ s. No obstante, durante este tiempo todas las distancias en el Uni-

verso crecerán de acuerdo con la expresión (27.2) en $e^{10^9} \approx 10^{4\cdot 10^8}$ veces, y la densidad de la materia común disminuirá en el transcurso de la inflación aproximadamente en 10^{10^9} veces*). La inmensidad de estas cifras es imposible imaginarla, y todo eso ocurrirá en los insignificantes momentos iniciales. Al final de este período la temperatura en el Universo será muy baja, puesto que de acuerdo con la fórmula (13.4) la temperatura se reduce proporcionalmente al aumento de las dimensiones. Ya que al principio del proceso la temperatura era $T_P \approx 10^{32}$ K, al final ésta resultará

$$T = 10^{32}\ \text{K}/10^{4\cdot 10^8} \approx 10^{-4\cdot 10^8}\ \text{K}. \quad (27.5)$$

Esto es inconmensurablemente menos que la temperatura actual de la radiación relicta $T \approx 3$ K. Y la densidad de la materia física común en ese momento era, de acuerdo con la evaluación por la fórmula (27.4):

$$\rho = 10^{94}\ \text{g/cm}^3/10^{10^9} \approx 10^{-10^9}\ \text{g/cm}^3. \quad (27.6)$$

Son innecesarios los comentarios para estas cifras. Sólo se puede subrayar en este caso que en ese tiempo una partícula elemental de materia física común se hallará a una

---

*) A causa de que la densidad del estado cuasivacuo en el transcurso de la inflación puede variar lentamente, las cifras dadas aquí y más abajo se citan en calidad de ilustración (los exponentes de la potencia pueden ser varias veces menores). Pero todo esto no cambia las conclusiones cualitativas sobre la enormidad de las magnitudes en cuestión.

distancia de $10^{4\cdot 10^{6}}$ años luz de otra. Recordemos que el radio de la parte visible del Universo actual asciende «tan sólo» a cerca de 10^{10} años luz. Es lógico que podemos considerar el Universo en aquella época vacío para la materia física común y supeditado solamente a la acción de las fuerzas gravitacionales de repulsión del estado cuasivacuo.

¿Qué ocurrirá al final de este período? A causa de la inestabilidad el estado cuasivacuo se desintegrará y desaparecerá creando la materia caliente común con presión positiva. La energía del estado cuasivacuo pasará a la energía de la materia común. Después de esto, la repulsión gravitacional, propia para el estado cuasivacuo, desaparecerá y cambiará por la gravitación común que retarda la expansión. Después de una pequeña fase de transición el Universo comenzará a desarrollarse por las leyes del modelo caliente que ya hemos analizado.

¿Hasta qué temperatura se calienta el Universo? Por ahora no hay una respuesta precisa. Probablemente pueden ser temperaturas, por ejemplo, del orden de la temperatura de la Gran unificación $T_{g.u} = 10^{14}$ GeV $\approx 10^{27}$ K o, posiblemente, un tanto menores. En todo caso estas temperaturas son muy elevadas. A causa de la desintegración del estado cuasivacuo el Universo se calienta muy rápidamente y otra vez se vuelve caliente, lleno de todo género de partículas y antipartículas, correspondientes a esta temperatura elevada. Pero

éstas ya son partículas nuevas que surgen al desintegrarse el estado cuasivacuo. Precisamente en el medio de estas nuevas partículas surgidas es donde luego tienen lugar las reacciones que llevan a un pequeño exceso de bariones y antibariones y toda la evolución posterior. De las partículas «viejas» que existían al comienzo de la inflación ahora simplemente podemos olvidarnos, puesto que éstas están dispersadas por la inflación a distancias inimaginables unas de otras y son extraordinariamente raras en el Universo.

Detengámonos aquí por cierto tiempo y examinemos la paradoja siguiente. Analicemos en el inicio de la inflación dos partículas que se hallan la una de la otra a la distancia de Planck de 10^{-33} cm. (En adelante ya veremos que distancias menores, en general, no se han de considerar, puesto que allí no existe el espacio continuo.)

Luego, ya hemos afirmado que al final de la fase de inflamación, es decir, después de un período de tiempo $\Delta t \approx 3 \cdot 10^{-35}$ s, todas las distancias aumentaron en $10^{4 \cdot 10^{8}}$ veces, por lo que la distancia entre las partículas que analizamos pasó a ser 10^{-33} cm $\times$ $\times$ $10^{4 \cdot 10^{8}} = 10^{4 \cdot 10^{8}}$ cm*). Dividiendo esta distancia por el período de tiempo Δt obtendremos «la velocidad media» de disper-

*) Ya habrá notado el lector que las cifras gigantescas del tipo de $10^{\cdot 10^{8}}$ al multiplicarse o dividirse por cifras «comunes», del tipo de 10^{33}, prácticamente no varían en su magnitud.

sión de las partículas en cuestión. Esta resulta igual a $v \approx 10^{4\cdot 10^{9}}$ cm/s, o sea ¡supera enormemente la velocidad de la luz! ¿Cómo es posible eso?

La paradoja se resuelve de la manera siguiente.

Cada uno se imagina en concreto cómo se mide la velocidad de un cuerpo que pasa veloz junto al observador. En principio, para ello se debe tomar una escala rígida y marcar el tiempo cuando el cuerpo pasa por el comienzo del segmento de la escala y luego cuando pasa por el final. Dividiendo la longitud de la escala por el intervalo de tiempo entre estos dos sucesos obtendremos la velocidad.

La cuestión es considerablemente diferente si hay que medir la velocidad del cuerpo respecto al observador, cuando el cuerpo se desplaza a gran distancia de éste. Para ello inicialmente se debe tener la posibilidad de relacionar con el observador, aunque sea en la imaginación, el sistema de referencia en forma de una armazón rígida imaginaria y proyectar esta armazón hacia el lugar por donde se desplaza el cuerpo. Midiendo luego la velocidad del cuerpo respecto a esta armazón, en el lugar por donde éste se desplaza, obtendremos la velocidad del cuerpo respecto al observador. Téngase en cuenta: no fue casual que hayamos subrayado que la imaginaria armazón en todos los lugares debe ser rígida y estar rígidamente ligada con el observador. Es evidente que de ser de otro modo, las de-

formaciones de la armazón provocarán el desplazamiento relativo de sus partes y la velocidad, medida respecto a la armazón en el lugar por donde el cuerpo se desplaza, no será la velocidad respecto al observador.

Seguramente el lector dirá que todo eso es indiscutible y entra en la definición del concepto de velocidad relativa para los cuerpos alejados el uno del otro. Realmente esto es evidente, pero surge la pregunta: ¿siempre es posible aunque sea en la imaginación la existencia de esta armazón rígida? En el espacio vacío sin fuerzas de gravitación la posibilidad de imaginar esta armazón, como sistema de referencia, realmente es posible.

Otra cosa es cuando se trata de campos gravitacionales muy fuertes. En este caso las fuerzas de gravitación que actúan sobre sistemas rígidos bastante extensos pueden ser infinitamente grandes. Precisamente éste es el caso que tiene lugar en el Universo con estado cuasivacuo. Aquí, si la dimensión de la armazón rígida es mayor que $r_{máx} \approx \approx c/\sqrt{8\pi G\rho_v}$, en éste se crean aceleraciones gravitacionales infinitas, relacionadas con la repulsión gravitacional del estado cuasivacuo. Por ello está claro que en el Universo no puede haber ningunas armazones rígidas concebibles con dimensiones mayores que $r_{máx}$. Las fuerzas de gravitación la obligarán a deformarse. Y como no hay armazones rígidas suficientemente extensas, no se puede dar la definición de la veloci-

dad relativa para las partículas bastante alejadas la una de la otra. ¡Esa es la cuestión! ¡Para los cuerpos separados a grandes distancias deja de tener sentido el concepto de velocidad! Y eso significa que no tiene sentido hablar de si es mayor su velocidad que la velocidad de la luz o no. De esta manera se resuelve la paradoja. Para partículas que vuelan una junto a la otra nunca las velocidades pueden ser mayores que la de la luz y para partículas muy alejadas, habiendo una fuerte gravitación, pierde sentido el concepto de velocidad. Por ello es posible una asombrosa inflación del Universo sin violar el principio de ser la velocidad de la luz la máxima.

Esta vertiginosa inflación tiene un importante corolario más. Analicemos en el Universo en inflación dos partículas libres que se hallan en cierto momento a una distancia la una de la otra notablemente menor que $r_{máx}$. Ellas pueden intercambiar señales luminosas. Pero al pasar cierto tiempo, considerablemente mayor que $\tau = r_{máx}/c$ (por los relojes en las partículas), ya la inflación aleja tan vertiginosamente estas partículas la una de la otra que la distancia entre ellas llega a ser mayor que $r_{máx}$ y el intercambio de señales se hace imposible, incluso si las señales van con la velocidad de la luz. Las dimensiones del orden de $r_{máx}$ se llaman distancia hasta el horizonte de causalidad en el Universo en inflación. Las partículas que se dispersan al pasar cierto tiempo del orden de τ se

tornan causalmente no ligadas, es decir, los sucesos que tienen lugar en una partícula ya no pueden influir en los de la otra.

28. La clave

La inflación del Universo es la clave con la cual se resuelven los enigmas de las propiedades fundamentales del Universo.

Comencemos por el primer enigma de los enumerados en el capítulo 25 —el problema del horizonte. Recordemos en qué reside éste. Dos puntos lo suficientemente alejados el uno del otro (fig. 28) no tienen tiempo ni siquiera para el día de hoy de intercambiar señales luminosas, y un punto no puede «saber» de las condiciones que hay en el otro. Por ello no está claro por qué las temperaturas y otros parámetros físicos en estos puntos son iguales, lo que prueban las observaciones. Se puede salvar este atolladero de la manera siguiente. Los puntos que hoy se hallan alejados no tienen tiempo de intercambiar señales sólo en el Universo sin la época de la inflación exponencial, o sea, sin la inflación en el comienzo. La inflación aumenta fabulosamente la distancia entre cualesquiera puntos. Por ello actualmente los puntos distantes en el comienzo de la inflación se hallaban uno junto al otro en el volumen con las medidas de 10^{-33} cm, es decir, prácticamente coincidían y podían intercambiar señales múltiplemente. Puesto que ellos se dispersaban prácticamente de un punto, no hay nada

asombroso en que las condiciones en ellos sean iguales.

El segundo enigma es: ¿por qué la densidad de la substancia en el Universo de hoy no se diferencia mucho de la crítica, y en el pasado, en general, era muy cercana al valor crítico, prácticamente coincidía con éste? Veamos cómo la inflación ayuda a resolver el problema.

Recordemos que la distancia R en el Universo en inflación varía por la ley descrita por la fórmula (27.1). Si tomamos la derivada de esta expresión, obtendremos la velocidad

$$v = \sqrt{\Lambda/3} \cdot cR_0 \exp(\sqrt{\Lambda/3} \cdot ct). \quad (28.1)$$

Utilizando ahora (27.1) escribamos (28.1) en la forma siguiente:

$$v = \sqrt{\Lambda/3} \cdot cR. \quad (28.2)$$

Es evidente que el coeficiente de proporcionalidad entre la velocidad v y la distancia R es la constante de Hubble para aquella época:

$$H = \sqrt{\Lambda/3} \cdot c. \quad (28.3)$$

Por fin, introduciendo en (28.3) en lugar de Λ su expresión a través de la densidad del estado cuasivacuo ρ_v, dada en la pág. 194, obtenemos

$$\rho_v = \frac{3H^2}{8\pi G}. \quad (28.4)$$

Pero esta expresión coincide con la expresión (7.2) para la densidad crítica (sólo

que en lugar de H_0 —la constante de Hubble para la época actual en (7.2),— en la expresión (28.4) está H —la constante de Hubble para la época de la inflación). De esta manera, la densidad del estado cuasivacuo coincide con la densidad crítica.

Cuando al final de la etapa de inflación el estado cuasivacuo se desintegra y se convierte en materia común, la densidad ρ_V pasa a la densidad de la materia ρ y por ello no es asombroso que esta densidad igual a ρ_v, sea igual a la crítica para aquella época

$$\rho = \rho_v = \rho_{\text{crít}}.$$

De esta manera se resuelve el segundo enigma.

El tercer enigma es: ¿De dónde aparecieron las pequeñas fluctuaciones primarias de la densidad en la substancia, de las cuales luego, después de su crecimiento, surgieron las galaxias y sus sistemas.

El problema reside en que la desintegración del estado cuasivacuo es un proceso cuántico, expuesto a fluctuaciones casuales, típicas para este tipo de procesos, tales, por ejemplo, como la desintegración radiactiva. En algunos lugares, por causas fortuitas la desintegración del estado cuasivacuo ocurrió un tanto antes que en otros, y por ello provocó un tanto antes la transición al Universo caliente. Esto acarreará, como lo comprueban los cálculos (no los analizaremos aquí), pequeñas fluctuaciones de la densidad de la materia caliente surgi-

da. Un gran aporte en la solución de este problema lo hicieron el físico inglés S. Hawking y los físicos soviéticos A. Linde, V. Lúkash, V. Mujánov, A. Starobinski, G. Chíbisov y otros.

Y, por fín, el cuarto problema es el de los monopolos (y otras rarezas del vacío). Su resolución, valiéndose de la inflación, es evidente. Los monopolos surgen en el Universo en el mismo comienzo de la inflación, cuando la temperatura cae por debajo del valor de Planck aproximadamente en varios órdenes. En el transcurso de la inflación estos monopolos serán dispersados a gigantescas distancias uno de otro. Ellos resultan tan raros en el Universo que prácticamente es imposible hallarlos.

De esta manera, de acuerdo con las nociones modernas, como resultado de la inflación surgieron las particularidades fundamentales principales del Universo que hoy observamos.

29. ¡Qué había "antes de eso"!

Así hemos conocido un esquema de fenómenos que, probablemente, transcurrían con enormes densidades de la materia y enormes energías, los que provocaron «el primer empujón», y luego después de una larga cadena de acontecimientos, nos condujeron al Universo que hoy observamos. «¿Y qué había antes de eso?» —seguramente preguntará el lector.

No es nada fácil contestar a esta pre-

gunta, y no sólo por el hecho de que los especialistas aún saben muy poco sobre los procesos con las energías de Planck. Las dificultades residen en que en estas condiciones extremas cambian completamente los rasgos fundamentales de tales categorías generales de la existencia de la materia como el espacio y el tiempo.

En adelante, en la exposición de este capítulo serán utilizadas las ideas expuestas por el físico alemán D. Liebsher y el autor del presente libro en el artículo publicado en la revista «Priroda» (1985, № 4, pág. 14, en ruso).

Para comprender la esencia del problema tendremos que empezar desde lejos.

El tiempo siempre se comparaba con un río. Realmente, nada refleja con tanta exactitud nuestra percepción del tiempo como la expresión «el tiempo corre». En este flujo de tiempo están incorporados todos los acontecimientos. La milenaria experiencia de la humanidad ha demostrado que el flujo del tiempo es invariable. No es posible ni acelerarlo, ni retardarlo. Y claro está que es imposible volverlo atrás. Con el desarrollo de la física esta concepción intuitiva, basada en la experiencia diaria, sobre la absoluta independencia del tiempo respecto de los acontecimientos y los procesos físicos parecería que encontraba cada vez más comprobaciones. Tanto en ensayos exactos de laboratorio, como en la observación del movimiento de los cuerpos celestes el tiempo se percibe como una conti-

nuidad independiente a nada subordinada. Podemos imaginarnos que del Universo fueron evacuados todos los procesos, todos los acontecimientos y, a pesar de ello, según nuestras representaciones intuitivas el tiempo fluirá como antes, en forma de continuidad vacía. Así surgió la noción sobre el tiempo y el espacio absolutos e invariables, en los cuales tiene lugar el movimiento de todos los cuerpos y los que son la base de la física clásica de Newton.

I. Newton escribió: «El tiempo absoluto, verídico, matemático, tomado por sí solo sin relacionarlo a algún cuerpo, transcurre de modo uniforme correspondientemente a su propia naturaleza». Este punto de vista sobre la naturaleza emanaba de su mecánica y coadyuvaba a su devenir. Otro punto de vista lo reflejan las palabras de G. Leibniz acerca de que el tiempo existe exclusivamente en el orden de disposición de las cosas. No obstante, Leibniz no pudo elaborar entonces una teoría física concreta que reflejara esta tesis, y se impuso el punto de vista de Newton.

La imagen general del mundo expuesta en las obras de Newton parecía ser clara y evidente: en el espacio infinito absoluto invariable con el correr del tiempo tiene lugar el movimiento de los mundos. Su movimiento puede ser muy complicado, los procesos en los cuerpos celestes muy variados, pero esto no influye de ninguna forma en el escenario infinito —el espacio—, en el cual se desarrolla en el tiempo invariable el

drama de la existencia del Universo. Desde este punto de vista, para el materialista es absolutamente evidente que el tiempo (tanto como el espacio) no tiene límites: el río del tiempo no puede tener nacimiento, puesto que ello significaría la violación del principio de invariabilidad del tiempo y significaría el surgimiento, «la creación» del movimiento del mundo material del Universo. Hay que notar que ya los filósofos materialistas de la Grecia antigua consideraban comprobada la tesis sobre la infinidad del mundo.

Hablando sobre las «ideas» de Newton, A. Einstein las resumió con estas palabras: «La idea de la existencia independiente del espacio y el tiempo puede ser expresada de la siguiente manera: si la materia desapareciera, entonces sólo quedarían el espacio y el tiempo (un tipo de escenario, en el cual se desarrollan los fenómenos físicos)».

En la teoría de Newton no surgía el problema de la estructura del tiempo y sus propiedades. Además de la propiedad de ser siempre una misma continuidad, éste no tenía otras propiedades. Por ello, en la representación de Newton eran absolutamente claros los conceptos «ahora», «antes» y «después». Para todos los acontecimientos en el Universo se podría usar un reloj exacto único para establecer una cronología unívoca. Para cualquiera está claro qué es lo que se tiene en cuenta cuando decimos: «Ahora de la estación en el otro extremo de la ciudad parte un tren», o «Salí de casa

dos minutos después de que el tren había partido de la estación». De igual forma parece claro cuando decimos: «Ahora en la galaxia de Andrómeda explotó una supernova».

El primer golpe a esta aparente evidencia general y sencillez lo asestó la teoría especial de la relatividad. Ésta surgió cuando la ciencia comenzó a estudiar los movimientos rápidos, los cuales ya era posible comparar con la velocidad de la luz. Aquí es donde por primera vez se comenzó a revelar que el río del tiempo no es tan simple como se creía anteriormente.

La teoría de la relatividad había establecido que los conceptos «ahora», «antes» y «después» tienen sentido simple sólo para acontecimientos que ocurren cerca el uno del otro. Si los acontecimientos que se comparan ocurren lejos el uno del otro, entonces los conceptos «antes» y «después» son equivalentes, si sólo la señal que avanza a la velocidad de la luz tiene tiempo de llegar de un acontecimiento hasta el lugar donde ocurrió el segundo acontecimiento. Si la señal no tuvo tiempo de llegar, entonces la correlación «antes»-«después» no es equivalente y depende del estado de movimiento del observador. Lo que es «antes» para un observador puede ser «después» para otro. Tales acontecimientos no pueden estar causalmente ligados, no pueden influir el uno sobre el otro. En caso contrario, el acontecimiento que fue la causa para otro acontecimiento (y, por ende, ocurrió antes del

último), desde el punto de vista de algún observador resultaría ocurrido después de su consecuencia.

Tales propiedades del tiempo están ligadas de la forma más estrecha con el hecho de que la velocidad de la luz en el vacío siempre es constante, no depende del movimiento del observador y esta velocidad es máxima. Nada en la Naturaleza puede desplazarse a mayor velocidad.

Resultó aún más asombroso que el correr del tiempo depende de la velocidad de desplazamiento del cuerpo. Ahora ya en la escuela media estudian las bases de la teoría de la relatividad, y los escolares saben que el tiempo corre tanto más despacio, cuanto más rápido se desplaza el cuerpo respecto al observador. Este fenómeno fue fiablemente medido en ensayos con partículas elementales, e incluso en ensayos directos con relojes en aviones volando.

Por consiguiente, las propiedades del tiempo únicamente parecían inalterables. Esto ocurría puesto que para detectar los fenómenos expuestos arriba eran necesarias velocidades tan elevadas, las cuales anteriormente eran inaccesibles para el hombre. Luego la teoría de la relatividad estableció una relación inseparable del tiempo con el espacio. La variación de las propiedades temporales de los procesos siempre está ligada con el cambio de sus propiedades espaciales. Pero ahora nos concentraremos básicamente en las propiedades del tiempo.

La creación por A. Einstein de la teoría general de la relatividad fue un paso adelante en el conocimiento de la naturaleza del tiempo. Resultó que en el ritmo del flujo del tiempo influye el campo gravitacional. Cuanto más fuerte es el campo, tanto más lento es el correr del tiempo en comparación con el correr del tiempo lejos de los cuerpos con gravitación, donde el campo de gravitación es más débil. Esta conclusión también fue verificada en experimentos directos en la Tierra y con ayuda de observaciones astrofísicas del Sol y las estrellas.

Paulatinamente venían a menos las ingenuas representaciones de nuestros antecesores sobre el correr único y absoluto del tiempo. Resultó que el tiempo depende de las propiedades de la materia en movimiento. El río del tiempo se presenta que fluye no en todos los sitios igual, sino más rápido en las estrechuras, más lento en los remansos, o fragmentado en brazos y arroyos con distinta velocidad de la corriente en dependencia de las condiciones.

El desarrollo de la teoría general de la relatividad en el último decenio arrojó cambios revolucionarios en nuestra concepción del tiempo. En primer lugar, ello está ligado con el estudio de las propiedades de los agujeros negros.

Los agujeros negros representan una asombrosa concentración de gravitación. Ellos surgen durante una compresión catastrófica de los cuerpos celestes (por ejemplo,

estrellas de gran masa) al finalizar su evolución. Y en este caso crece tanto el campo gravitacional que ni siquiera deja pasar la luz. Esa región, de la cual no puede salir la luz, es lo que se llama agujero negro. Desde el punto de vista de un observador lejano, cuanto más cerca se esté del agujero negro, tanto más lentamente fluye el tiempo. En el límite del agujero negro su correr se detiene por completo. Esta situación se puede comparar con el flujo del agua en la orilla de un río, donde el correr del agua se detiene.

Pero es completamente otra la imagen que se presenta ante el observador, el cual en una nave cósmica se dirige al agujero negro. El enorme campo de gravitación en el límite del espacio negro acelera la nave que cae hasta una velocidad igual a la velocidad de la luz. Pero a pesar de ello al observador alejado le parece que la caída de la nave se frena y se detiene por completo en el límite del agujero negro. Es que aquí, desde su punto de vista, es el tiempo el que se detiene. Al aproximarse a esta velocidad de caída también en la nave el tiempo frena su correr, como en cualquier cuerpo que vuela a elevada velocidad. Y esta frenada vence la detención de la caída de la nave. La imagen del acercamiento de la nave al límite del agujero negro se estira hasta el infinito a causa del estiramiento cada vez mayor de los segundos en la nave que cae, y se mide con un número finito de estos segundos que se estiran cada vez más (desde

el punto de vista del observador que está fuera de la nave). Por el reloj del observador que cae, o por su pulso, hasta cruzar el límite del agujero negro transcurre un número de segundos finitos. La caída infinitamente larga de la nave por el reloj del observador lejano cupo en un corto tiempo del observador que cae. Lo infinito para uno se convierte en finito para otro. Realmente es fantástico el cambio de nuestra percepción del correr del tiempo.

El observador que cae en un agujero negro ya nunca podrá salir de allí, por más potentes que sean los motores de su nave. Tampoco podrá enviar de allí ninguna señal, ningun mensaje. Es que inclusive la luz —el mensajero más rápido en la Naturaleza— no puede salir de allí. Para el observador externo la misma caída de la nave se estira por su reloj hasta el infinito. Esto quiere decir que aquello, lo que ocurrirá con el observador que cae y su nave dentro del agujero negro, transcurre ya fuera del tiempo del observador externo (después de su infinito en el tiempo). En este sentido los agujeros negros representan agujeros en el tiempo del Universo. Claro, hay que puntualizar enseguida que esto no significa que dentro del agujero negro el tiempo no corre. Allí también corre el tiempo, peró es «otro» tiempo, que fluye en forma distinta del tiempo del observador externo.

¿Qué pasará con el observador y su nave si caen en un agujero negro? Como ya sabemos, de allí no podrán salir. La fuerza gra-

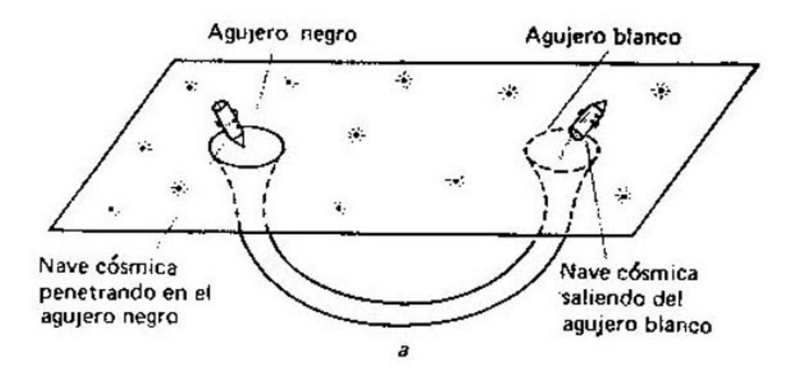
vitacional los atraerá inexorablemente en la profundidad del agujero negro. ¿Cuál será su destino?

No hace mucho tiempo que los científicos suponían que al entrar en la garganta del agujero negro el observador puede aparecer por otra abertura de esta garganta en «nuestro» espacio lejos del agujero negro, en el cual éste cayó (fig. 31,*a*). O éste podrá «emerger» en el espacio de «otro» Universo (fig. 31,*b*).

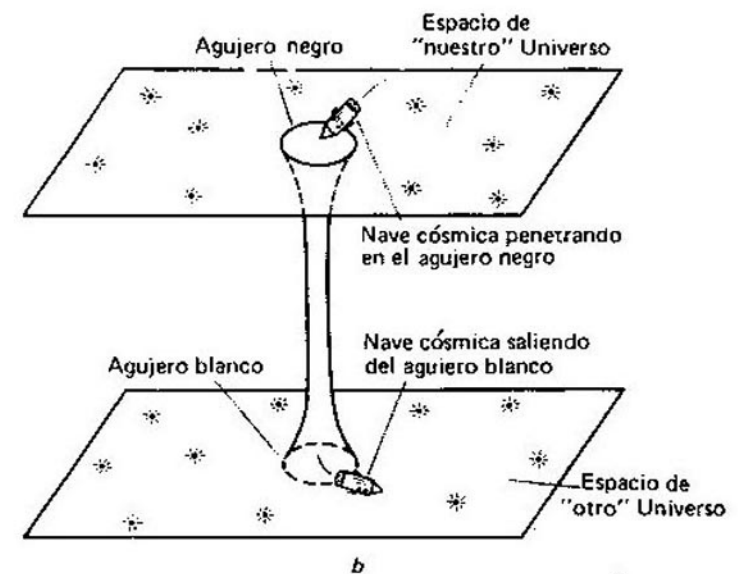
Si esto fuese posible, a la par de los agujeros negros en el Universo también deberían existir los «agujeros blancos». Estos son esas otras aberturas de la garganta de las cuales puede «emerger» el observador. Es imposible caer en un agujero blanco, de éste sólo se puede salir. Realmente los agujeros negros y blancos se asemejan a calles con el flujo de transporte de una mano. ¡Pero ésta es una calle en el tiempo!

Sin embargo, resultó que los agujeros negros y las gargantas que conducen de los agujeros negros a los blancos son objetos extremadamente inestables y por ello no pueden existir en la Naturaleza. ¡Y es una gran pena! Si éstos existieran, el observador zambulliéndose en el agujero negro y luego emergiendo en el blanco llegaría al lejano pasado de «nuestro» Universo. Sería una encarnación concreta de «la máquina del tiempo» de G. Wells que se dirige al pasado. Pero subrayemos una vez más que esto resultó imposible.

Mas, ¿qué pasará con el observador en


Agujero negro
Agujero blanco
Nave cósmica
penetrando en el
agujero negro
Nave cósmica
saliendo del
agujero blanco

a


Espacio de
"nuestro" Universo
Agujero negro
Nave cósmica penetrando
en el agujero negro
Nave cósmica saliendo
del agujero blanco
Agujero blanco
Espacio de
"otro" Universo

b

realidad si éste se aventura a internarse en un agujero negro en una nave cósmica?

Las fuerzas de gravitación lo atraerán a las regiones donde estas fuerzas son cada vez más fuertes. Si al principio de la caída en la nave —supongamos que sus motores están desconectados— el observador se halla en estado de ingravidez y no experimenta nada desagradable, en cambio, en el transcurso de la caída la situación será distinta. Para comprender qué ocurrirá recordemos las fuerzas de gravitación de las mareas. Su acción está relacionada con el hecho de que los puntos del cuerpo que se hallan más cerca del centro de gravitación se atraen con más fuerza que los que están situados más lejos. Como resultado el cuerpo que se atrae se estira. Semejante extensión la experimenta la cubierta de agua de la Tierra, sus océanos, los que son atraídos por la Luna. Así surgen las mareas.

Al principio de la caída del observador en un agujero negro la extensión de la marea

---

Fig. 31. *a*—Esquema que aclara la unión del agujero negro con el agujero blanco. El plano representa convencionalmente el espacio tridimensional. El espacio, curvándose fuertemente cerca del agujero negro, «se arrolla» en un tubo uniendo el agujero negro con el blanco. La nave cósmica que penetra en el agujero negro luego aparece por el agujero blanco, pasa volando por el tubo y no avanza por el espacio externo entre las estrellas. *b* — Esquema que aclara la unión de un agujero negro de «nuestro» Universo con un agujero blanco de «otro» Universo.

puede ser ínfima. Pero ésta se incrementa inevitablemente en el transcurso de la caída. Como lo demuestra la teoría, cualquier cuerpo que cae en un agujero negro penetra en la región donde las fuerzas de las mareas pasan a ser infinitas. Es la llamada singularidad dentro del agujero negro. Aquí cualquier cuerpo o partícula serán destruidos por las fuerzas de la marea y dejarán de existir. Nada puede pasar por la singularidad sin destruirse.

Pero si este resultado es inevitable para cualquier cuerpo dentro del agujero negro, ello significa que en la singularidad también deja de existir el tiempo. «¿Cómo es posible eso? —puede preguntar el lector—. ¿Y qué pasará después? Supongamos que aunque sea fragmentos de los cuerpos seguirán existiendo después de esa catástrofe. Y eso quiere decir que el tiempo seguirá su correr común, aunque en ese tiempo ocurrieron fenómenos tan desastrosos en la singularidad».

El problema reside en que esto no es así. Recordemos que las propiedades del tiempo dependen de los procesos que transcurren. La teoría asegura que en la singularidad las propiedades del tiempo cambian tan radicalmente que su flujo continuo se interrumpe, éste se desintegra en cuantos. Aquí hay que recordar una vez más que la teoría de la relatividad ha demostrado la necesidad de considerar el tiempo y el espacio en conjunto, como una variedad unificada. Por ello es más correcto hablar de

la desintegración en la singularidad en cuantos del espacio-tiempo único.

Por ahora no hay una teoría precisa de este fenómeno. Podemos indicar sólo los rasgos más generales de lo que debe ocurrir. En primer lugar surge la pregunta: ¿cuáles son las dimensiones de estos cuantos espacio-tiempo? Resulta que es posible responder a esta pregunta inclusive sin tener una teoría detallada.

Ya hemos hablado del momento de tiempo de Planck, al cual le corresponden en el Universo las energías de Planck. Posiblemente esta magnitud es la que determina la escala temporal de los cuantos de tiempo. Recordemos que ella es igual a 3×10^{-44} s. Hemos subrayado más de una vez la unidad del espacio y el tiempo. Por ello es más correcto hablar sobre la desintegración en cuantos de la variedad espacio-tiempo única. En este caso las dimensiones espaciales de estos cuantos son iguales a la longitud de Planck de 10^{-33} cm.

Por lo visto, no puede haber espacios de tiempo menores de t_P. Esto no es común, pero no tan inesperado. Pues sabemos de la física cuántica que existe, por ejemplo, el cuanto de la carga eléctrica o la porción mínima de la energía luminosa de una frecuencia determinada, el cuanto de luz. No sería tan asombroso que exista también el cuanto de tiempo. El siglo XX nos habituó a los milagros científicos. Hay que notar que esta noción de la naturaleza del tiempo está relacionada con la necesidad de principio

de la manifestación cuántica de todos los procesos en la singularidad.

Si pasamos a las condiciones cuando todo es determinado por la cuantificación de la materia, también el tiempo adquiere rasgos cuánticos (en escalas muy pequeñas). Desde este punto de vista el continuo flujo del tiempo consta de un proceso discreto verdadero inobservable, semejante al continuo flujo de arena visto desde lejos en un reloj de arena, aunque esta arena consta de granos discretos.

Así, pues, en la singularidad dentro del agujero negro el tiempo se desintegra en cuantos discretos y, por lo visto, al acercarse a la singularidad en un lapso t_P o en el espacio en $r_P = ct_P$ ya no tiene sentido preguntar qué pasará si pasa un tiempo más según el reloj del observador que cae. El intervalo t_P en principio ya no se puede dividir en partes, como no se puede dividir en partes el fotón. Los conceptos «antes» y «después» pierden completamente su sentido y, posiblemente, resulta absurda la pregunta: ¿qué habrá después de la singularidad?

Para explicar de alguna forma esta idea veamos la analogía siguiente. Recordemos el movimiento del electrón en el átomo por una de las órbitas estacionarias. En el lenguaje clásico decimos «el electrón se mueve». Pero en el lenguaje cuántico no se puede hablar de movimiento, sería más correcto decir que el electrón se halla en un estado determinado, descrito por la función de

onda inalterable en el tiempo que da la probabilidad al electrón de hallarse en uno u otro lugar.

Seguramente también el «correr del tiempo» en la teoría cuántica de la singularidad se debe describir con algo semejante a la función de onda o de probabilidad, aunque la expresión «la probabilidad del correr de cierto intervalo de tiempo» nos parece completamente extraña.

Hagamos un resumen de lo expuesto. En la singularidad las propiedades del tiempo, probablemente, cambian de la forma más radical adoptando rasgos cuánticos. En este caso el río del tiempo se fragmenta en gotas indivisibles ... Sería incorrecto decir que la singularidad es el límite del tiempo, tras el cual la existencia de la materia transcurre ya fuera del tiempo. Pero se debe decir que las formas espacio-tiempo de la existencia de la materia adquieren en este caso un carácter muy especial y muchos conceptos acostumbrados pierden todo sentido. Por ahora sólo podemos conjeturar sobre el carácter de las leyes de la naturaleza en la singularidad.

Todo lo dicho sobre la singularidad y los agujeros negros por ahora sólo son conclusiones de teóricos, aunque basadas en toda la física contemporánea. Es la vanguardia de la ciencia y mucho de lo expuesto será necesario precisar. Pero hay que recordar que los agujeros negros, en los cuales han de existir las singularidades que limitan el flujo del continuo tiempo común,

existen realmente en el Universo. Algunos de estos objetos con un gran grado de fiabilidad ya fueron descubiertos por los astrofísicos. Se han descubierto originales vertederos del río del tiempo —remolinos de los cuales no hay regreso.

Dejemos ahora los agujeros negros para abordar el problema de la evolución de todo el Universo. Hemos visto que la expansión del Universo comenzó desde el tiempo de Planck de $3 \cdot 10^{-44}$ s. En este caso la curvatura del espacio-tiempo y las fuerzas gravitacionales de la marea que ésta describe son tan grandes como en la singularidad en el agujero negro. Esta singularidad —la llaman cosmológica— en el comienzo de la expansión del Universo se parece mucho a la singularidad dentro de los agujeros negros. Pero hay también considerables diferencias. En primer lugar, la singularidad cosmológica abarca todo el Universo y no cierta parte de la substancia, como en caso de los agujeros negros. En segundo lugar, la singularidad cosmológica no está al final del proceso de contracción (como la singularidad en los agujeros negros), sino en el comienzo del proceso de expansión. Lo último es muy importante. No podemos ver de afuera (fuera del agujero negro) la singularidad en los agujeros negros y ella no influye de ninguna manera en los acontecimientos del Universo fuera del agujero negro.

Esta circunstancia fue llamada por el físico teórico R. Penrose principio de

censura cósmica. La singularidad cosmológica, por el contrario, fue el origen de todos los procesos en el Universo en expansión. Todo lo que vemos hoy es consecuencia de la singularidad. En este sentido podemos estudiar la singularidad cosmológica por las consecuencias que se observan, podemos «verla».

A esta singularidad es aplicable todo aquello que hemos dicho de la singularidad en los agujeros negros. ¿Qué había antes de la singularidad? ¿Acaso hubo una contracción de toda la substancia y transcurría el tiempo común o no? Por ahora no hay una respuesta definitiva a estas preguntas. Pero la mayoría de los especialistas consideran que no hubo ninguna contracción y la singularidad cosmológica fue el origen del río del tiempo en ese sentido, como la singularidad en los agujeros negros es el final de los «arroyos del tiempo». Esto significa que en la singularidad cosmológica el tiempo también se desintegra en cuantos y, posiblemente, la pregunta misma «¿Qué había antes de eso?» pierde sentido.

En este problema los investigadores aún tienen muchas cosas por aclarar. Posiblemente, cerca de la singularidad en las escalas de $3 \cdot 10^{-44}$ s en el tiempo y 10^{-33} cm en el espacio, exista una suerte de «espuma» de cuantos de espacio-tiempo, como dicen, fluctuaciones cuánticas del espacio y el tiempo. Nacen y enseguida desaparecen pequeños mundos cerrados «virtuales» y agujeros negros y blancos virtuales. Esta «ebu-

llición» microscópica del espacio-tiempo en cierto sentido es análoga al nacimiento y muerte de las partículas virtuales, de las cuales hemos hablado describiendo la naturaleza cuántica del vacío. También hay que recordar que al analizar grandes energías en escalas muy pequeñas, es posible que el espacio no tenga tres dimensiones, sino más (véase pág. 161). Estas dimensiones adicionales así quedan enroscadas y «compactadas». Y en las tres dimensiones espaciales el Universo se expansiona, convirtiéndose en «nuestro Universo».

Terminemos este capítulo con versos que, por lo visto, son los primeros versos dedicados a los orígenes del «río del tiempo» y su flujo universal:

Digo yo, el tiempo como el agua
corre entre los dedos como enfriada arena,
y a través de la arena, al infinito...
    Y si Lete es en verdad un río
    que separa dos mundos tan diversos,
    sus corrientes se pierden en los siglos.
Pero hay un río, que no tiene fondo
y sus orillas las corrientes no estrechan...
Llega el día y en él se hunden los nombres.
    Sus aguas transparentes y oscuras
    todo consigo lo anegan,
    y entre líneas, y en la música se oyen,
Y dos veces en ellas no podrás entrar,
Y no hallarás camino a sus misteriosas fuentes,
donde el tiempo duerme, arrollado
en un ovillo,
en el pétreo pecho de la Eternidad.

M. Katis

30. El Universo como máquina térmica

La conclusión principal de todo lo expuesto en el capítulo anterior consiste en lo siguiente. A los estados con una densidad de la materia del orden de 10^{94} g/cm^3, cuando el radio de curvatura del espacio-tiempo es del orden de 10^{-33} cm ya es inaplicable la noción del tiempo que fluye continuamente y el espacio continuo y surge «la espuma espacio-temporal».

El lector podrá preguntar: «¿Será posible, en principio, que la evolución pasada del Universo haya ocurrido de la siguiente manera. Antes del estado singular ocurría la contracción del Universo, la densidad de la materia se elevaba y al fin de cuentas surgió «la espuma espacio-temporal». Conocemos muy poco las leyes de la Naturaleza en ese estado, o mejor dicho, sólo sospechamos de la existencia de alguna de ellas. En este estado, seguramente, surgen enormes fuerzas de repulsión gravitacional, de las cuales ya hemos hablado arriba. Estas fuerzas detienen la contracción del Universo y lo obligan a comenzar la expansión. En este Universo en expansión es donde vivimos hoy. ¿Es posible tal panorama general o, como se da en decir entre los especialistas, es posible un guión así?»

En principio semejante guión es posible. Hace decenas de años, e inclusive hace poco algunos estudiosos lo veían con simpatía. Posiblemente esta actitud en primer

lugar esté ligada con causas puramente subjetivas. Realmente, en un guión así el tiempo dura de «menos infinito a más infinito», aunque en el estado singular es donde surgen «ciertas vaguedades», pero el río del tiempo no tiene ni origen, ni fin en completa concordancia con nuestras nociones «concretas» acostumbradas. Hay que decir que, en la variante más simple del guión hay un defecto notorio. Y precisamente es que consideramos que en el lejano pasado el Universo se contaría del estado inicial infinitamente rarificado. Es que tiene un aspecto muy primitivo e ingenuo este estado inicial de una densidad infinitamente pequeña.

El «defecto» mencionado se trató de eliminarlo de la manera siguiente. Consideremos que la densidad de la substancia en el Universo es mayor que el valor crítico. En este caso, como ya sabemos (véase capítulo 7) la expansión del Universo se sucede por la contracción. Si ahora suponemos que después de contraerse hasta el estado singular llega la expansión, eso significa que el ciclo se repite: una nueva expansión del Universo, luego una nueva contracción, etc.

De esta manera hemos obtenido un modelo pulsatorio del Universo. A primera vista este modelo tiene un aspecto atractivo Parecería que en este modelo no hay origen del río del tiempo, el Universo existe eternamente. Además, aquí tampoco existe ese extraño estado de la densidad infinitamente pequeña en el lejano pasado y en su

lugar se presenta un panorama de un eterno Universo invariable en término medio, con un infinito número de ciclos —pulsaciones.

Pero resultó que el problema no es tan simple, y un guión semejante de la evolución del Universo difícilmente puede realizarse en realidad. Las dificultades que surgen en esta teoría tienen sus raíces en los mediados del siglo pasado.

En 1850 el físico alemán R. Clausius, e independientemente de éste el físico inglés W. Thomson descubrieron la ley que es conocida como el segundo principio de la termodinámica. En la formulación de Thomson esta ley tiene el siguiente aspecto: «En la Naturaleza es imposible un proceso cuyo único resultado fuese el trabajo mecánico a cuenta del enfriamiento del recipiente térmico». De aquí se desprendía que es imposible la conversión completa del calor en energía mecánica o en otros tipos de energía. Esto significa que si se aísla cierto sistema, a fin de cuentas en este sistema todos los tipos de energía se convertirán en calor, y el calor se distribuirá uniformemente por todo el sistema y llegará, como dicen, el equilibrio termodinámico.

En la práctica conocemos perfectamente la manifestación de esta ley. Por ejemplo, el frotamiento de los sistemas mecánicos va acompañado con la transición de la energía mecánica en calor. En las máquinas térmicas podemos, claro está, viceversa, pasar la energía térmica en trabajo mecánico, pero para ello hace falta mantener obligatoria-

mente la diferencia de las temperaturas del calentador y el refrigerador de la máquina, puesto que de otro modo ésta no funcionará. Para ello hay que gastar energía y parte de la energía gastada en este caso también se transforma en calor. En esta situación surge más calor que el que se convierte en trabajo mecánico en la máquina térmica. Así tiene lugar la constante acumulación de calor, la conversión de todos los tipos de energía en calor. Después Clausius dio una expresión matemática del segundo principio de la termodinámica.

Thomson y Clausius comprendieron la enorme importancia que tiene la ley de la termodinámica descubierta por ellos para la evolución de todo el Universo. Realmente, para todo el Universo el intercambio de energía con algunos «otros sistemas» es imposible, es decir, el Universo debe ser considerado como un sistema aislado. Eso quiere decir que en el Universo todos los tipos de energías deben pasar a final de cuentas al calor, y el calor debe distribuirse uniformemente por el Universo, y después de ello cesarán todos los movimientos macroscópicos. Aunque la ley de conservación de la energía no se viola en este caso, la energía no desaparece y queda en forma de energía térmica, pero ella resulta «impotente», carente de la posibilidad de conversión, de la posibilidad de realizar el trabajo de movimiento. Este estado lúgubre ha obtenido el nombre de muerte térmica del Universo. Seguramente el lector estará de acuerdo con

nosotros, que este nombre caracteriza con mucha exactitud la misma esencia del estado. Pero el Universo en el que vivimos ¡no se halla evidentemente en el estado de «muerte térmica»! De aquí se desprenden conclusiones teológicas: o el Universo existe relativamente hace poco tiempo y aún no ha llegado al estado de «muerte térmica», o «alguien» se entromete en la evolución del Universo impidiéndole desarrollarse hacia el estado de la «muerte térmica».

Analicemos cómo estas dificultades y los lúgubres pronósticos se iban superando por la ciencia. Las ideas termodinámicas de Clausius y Thomson fueron desarrolladas por el físico austríaco L. Boltzmann. El demostró en qué reside el sentido del segundo principio de la termodinámica. En su esencia, el calor es el movimiento caótico de los átomos o moléculas que constituyen los cuerpos materiales. Por ello, la conversión de la energía del movimiento mecánico de algunas partes del sistema en calor significa la conversión del movimiento organizado en caótico, un aumento del desorden en el sistema. Lo mismo se puede decir también de los restantes tipos del movimiento de la materia. Este aumento del desorden es inevitable debido a las leyes estadísticas si es que no se influye sobre el sistema desde afuera ni se contribuye a la conservación del orden.

L. Boltzmann demostró que la medida del desorden en el sistema es el valor introducido ya por Clausius, la entropía.

Cuanto mayor es el caos, tanto mayor es la entropía. La conversión de diversos tipos de movimiento de la materia en calor significa el aumento de la entropía. Cuando todo pasa al calor, y el calor se distribuye uniformemente por el sistema, entonces ese estado de caos máximo ya no cambia con el correr del tiempo y corresponde al máximo de la entropía.

Pero esta interpretación significa que el segundo principio de la termodinámica no siempre se cumple con absoluta exactitud, son posibles desviaciones. En rigor, el sentido de esta ley consiste en que un sistema aislado pasa cada vez más a un probable estado caótico del movimiento de las partículas, sus constituyentes. Mas, en el transcurso de esta transición son posibles desviaciones y fluctuaciones casuales. Así, por ejemplo, en algún pequeño volumen de gas los átomos pueden, recibiendo impactos al chocar con los vecinos, comenzar casualmente a moverse en una dirección. Esto ya no será un movimiento térmico (caótico), sino un movimiento dirigido de los elementos del gas en general. Aquí el movimiento térmico de las partículas pasó casualmente en movimiento mecánico dirigido. Pero se entiende que estos casos son muy raros y poco probables. Y cuanto mayor es el volumen del gas que tomamos, tanto menor será la posibilidad de que con éste puedan suceder estos casos. En general, excluyendo fluctuaciones pequeñas y muy raras, la entropía de un sistema aislado

siempre crece y el sistema llega a un estado más probable del máximo de entropía, en el cual debe hallarse un tiempo indefinido. Mas, a pesar de ello, repetimos, aunque poco frecuentes ya en un lugar del sistema, ya en otro por la ley del azar ocurren desviaciones de este estado, como regla, muy pequeñas.

Precisamente en este cauce es donde buscaba L. Boltzmann la salida de la lúgubre conclusión sobre la «muerte térmica» del Universo. El infinito Universo, decía, existe eternamente en el estado más probable de equilibrio termodinámico con entropía máxima. Pero en cualquier volumen suyo son posibles desviaciones poco frecuentes de este estado —las fluctuaciones, aunque en grandes volúmenes son muy raras fluctuaciones notables. Mas si tenemos en reserva un tiempo infinito, podemos esperar cualquier fluctuación casual en grandes volúmenes. Precisamente en una gigantesca fluctuación semejante, según Boltzmann, es donde nosotros vivimos. La hipótesis fluctuacional de Boltzmann era la única tentativa, desde el punto de vista de los físicos de aquella época, de rechazar las conclusiones de la «muerte térmica», hasta el descubrimiento del Universo en expansión, hecho por Friedmann y Hubble.

Estos descubrimientos cambiaron de raíz nuestras nociones sobre el problema hacia qué estado está dirigida la evolución de los procesos en el Universo. En

primer lugar se aclaró que la conclusión sobre la «muerte térmica» no tenía en cuenta el papel determinativo de la gravitación en la evolución del Universo. En los razonamientos sobre la «muerte térmica» se despreciaba totalmente la gravitación, mientras que de ninguna manera se podía hacerlo.

En los razonamientos comunes sobre la conversión de todos los tipos de energía en calor y la extinción —como resultado de ello— de todos los procesos en un sistema aislado, se suponía que no varía la cantidad total de energía del sistema. Es natural, dirá el lector, es que el sistema está aislado y no intercambia energía con el entorno. ¿De dónde puede aparecer la energía adicional, si es que la ley de conservación de la energía no se viola?

Evidentemente la ley de conservación de la energía es inviolable, pero no tuvimos en cuenta en nuestros razonamientos la energía de la gravitación. Y la particularidad de esta energía reside en que ella es negativa. Por ejemplo, calculemos la energía de gravitación de un globo de gas. Supongamos que inicialmente la substancia del globo era fría y esparcida en el espacio, sus partículas prácticamente no interaccionaban, su gravitación mutua era sumamente pequeña y la energía de la substancia prácticamente era igual a cero. Supongamos que paulatinamente bajo la acción de una gravitación, aunque fuera pequeña, la substancia se reúne en una

bola y esta bola se contrae cada vez más por la gravitación. Es evidente que en este caso la substancia del globo adquiere una velocidad cada vez mayor y, como consecuencia, una energía de movimiento cinético cada vez mayor. Esta energía positiva de movimiento se incrementa a cuenta de la gravitación. Pero acorde a la ley de conservación de la energía, la energía completa del sistema debe conservarse. Por ello el crecimiento de la energía positiva del movimiento va acompañado del crecimiento de la energía *negativa* de la gravitación (de su valor absoluto). Se puede demostrar que con una masa de la substancia M y su contracción hasta una dimensión R la energía gravitacional por el orden de la magnitud es

$$E_{grav} = -\frac{GM^2}{R}. \qquad (30.1)$$

Ahora está claro que al contraerse el sistema la parte *positiva* de su energía puede incrementarse a cuenta de la gravitación. Esta es la circunstancia que antes no se tenía en cuenta, cuando no se prestaba a la gravitación su debida atención. Puesto que la parte positiva de la energía de un sistema aislado puede incrementarse, el incremento de la entropía (que ocurre obligatoriamente) no conduce fatalmente a la extinción de los procesos.

De este modo es incorrecta la conclusión sobre la «muerte térmica» en la forma que ésta se hacía a mediados del siglo pasado.

Y, como consecuencia, no hay necesidad de refutar esta conclusión, la que se hacía en la hipótesis fluctuacional de Boltzmann.

Veamos ahora cómo «funciona» concretamente la gravitación en el modelo del Universo pulsatorio, refutando la conclusión sobre el amortiguamiento de todos los movimientos macroscópicos en gran escala en el mundo. En el Universo pulsatorio en cada ciclo ocurre el aumento de la entropía (acumulación del calor), de acuerdo con el segundo principio de la termodinámica, cuya validez, por supuesto, no se viola, al menos fuera del estado singular de la materia superdensa. La acumulación de la energía térmica ocurre en grandes escalas, por ejemplo, durante la luminosidad de las estrellas, cuando nacen muchos fotones.

Supondremos que en el estado singular la entropía no puede reducirse bruscamente. Entonces la entropía se incrementa de un ciclo a otro. A primera vista esto debería acarrear la amortiguación de las pulsaciones y la reducción de su amplitud, puesto que su energía debe pasar al calor. Parecería que el cuadro debe ser semejante a la atenuación de las oscilaciones del péndulo, cuando el frotamiento en su suspensión convierte la energía de las oscilaciones en calor. Pero en realidad el cuadro de las pulsaciones del Universo es muy diferente: ¡aumenta la amplitud de las pulsaciones del Universo!

Aclaremos este fenómeno.

Para ello recurramos en primer lugar a la fórmula (5.1). En el momento de la expansión máxima del Universo en cada ciclo, cuando la expansión cambia por la contracción, la velocidad v del movimiento de la substancia del globo en un instante se anula. Para ello debemos igualar a cero la expresión bajo la raíz en el miembro derecho y obtendremos la condición para este instante: $2GM/R_{máx} = -A$, siendo $R_{máx}$ el radio del globo en ese instante. Recordemos que la densidad de la materia en nuestro modelo es mayor que la crítica y la misma A es negativa. Ahora sustituyamos en esta expresión M por $^4/_3\pi R^3_{máx}\cdot\rho_*$, siendo ρ_* la densidad de la substancia en el momento de la expansión máxima. Después de ello obtendremos $\rho_*\cdot R^2_{máx} =$ $=$ const. Y para terminar, recordemos que en el capítulo 10 hemos hablado del radio de curvatura del espacio l, el que varía con el tiempo de la misma forma que el radio R. Por ello, también para el radio de curvatura $l_{máx}$ en la expansión máxima del Universo debemos anotar

$$\rho_*\cdot l^2_{máx} = \text{const.} \qquad (30.2)$$

Puesto que en nuestro modelo la densidad de la materia es mayor que la crítica, eso significa que el espacio tridimensional es cerrado y tiene un volumen finito. Por el orden del valor este volumen en la expansión máxima es igual a $l^3_{máx}$ y la masa completa de la materia $\mathcal{M}$ en el Universo

es

$$\rho_* \cdot l^3_{\text{máx}} = \mathcal{M}. \qquad (30.3)$$

Dividiendo (30.2) por (30.3), obtenemos

$$l_{\text{máx}} = \mathcal{M}/\text{const.} \qquad (30.4)$$

De esta manera, $l_{\text{máx}}$ el proporcional a la masa completa de la materia $\mathcal{M}$ en el Universo. Pero la masa completa de la

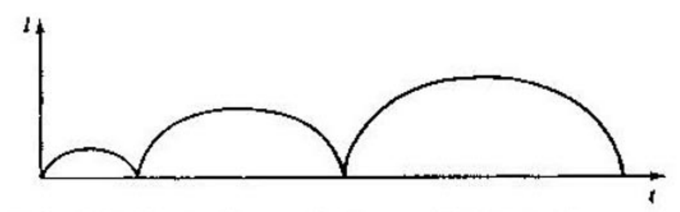


Fig. 32. Crecimiento de la amplitud de las pulsaciones del Universo. El valor máximo del radio de curvatura del espacio l del Universo se incrementa en cada ciclo.

materia $\mathcal{M}$ se compone del total de las masas de las partículas y la masa de la energía térmica equivalente del movimiento caótico de las partículas y la energía de los fotones. La energía térmica aumenta constantemente de acuerdo con la segunda ley termodinámica. Esto significa que también crecerá $\mathcal{M}$ y, por ende, también la magnitud $l_{\text{máx}}$, proporcional a ella, la que caracteriza la amplitud de pulsaciones del Universo. ¡De esta manera no ocurre la atenuación de las pulsaciones, sino su intensificación (fig. 32)! ¿De dónde aparece la energía para la intensificación? Evidentemente, ésta aparece a cuenta de la

energía negativa del campo gravitacional, ya que la suma de la energía positiva y negativa no varía, la ley de conservación de la energía se cumple.

¿Será posible que nuestro Universo real se describa con el modelo considerado? Es dudoso que esto sea así. El problema reside en que aunque en el modelo no hay ningún parecido a la vieja imagen de la «muerte térmica», el calor, la entropía se acumulan cada vez más en el modelo en el transcurso de las pulsaciones. Si hubiese un número infinito de pulsaciones, también se acumularía una entropía infinita, lo que no ocurre en la realidad. De eso se desprende que no hubo un número infinito de pulsaciones. Pero en este caso desaparece el principal rasgo atractivo del modelo, su infinito tiempo de existencia en el pasado. Y otra vez regresamos al problema del comienzo.

Es dudoso que vivamos en un Universo pulsatorio. Entonces, ¿cuál es la imagen más probable del pasado del Universo?

31. Un Universo más que extraño

Alguien ha dicho muy bien: «Nosotros nos enteraremos de lo simple que es el Universo sólo cuando comprendamos cuán desacostumbrado es éste». Aquí en nuestro relato sobre la explosión del Universo aparece un aparte más. A. Einstein ha dicho: «Lo que de hecho me interesa profundamente es ¿podría Dios haber creado el mun-

do distinto?». El gran físico bajo la palabra «Dios» tenía en cuenta la Naturaleza, por ello debemos entender lo dicho como el interrogante ¿podría el Universo que nos rodea estar construido de otro modo? Estas preguntas, las cuales anteriormente no «se solía preguntar», en realidad ya comenzamos a analizarlas en la pág. 103 y luego en la pág. 175. Ahora planteémonos lo siguiente. ¿Qué pasaría si las leyes de la física fueran distintas? Por ejemplo, ¿qué pasaría si se cambia la carga del electrón (y el protón) en varias veces o, digamos, si se cambia la masa del electrón? Seguramente el lector contestará así: «De la magnitud de la carga depende la fuerza de atracción entre el protón y el electrón y de la masa del electrón dependen las particularidades de su movimiento en estado ligado en los átomos. Eso significa que los cambios indicados causarán el cambio de la dimensión de los átomos y, como consecuencia, también de las dimensiones de los cuerpos que nos rodean. Si los cambios de las propiedades del electrón no son grandes, también los objetos que nos rodean no cambiarán mucho».

Posiblemente una respuesta similar se dé también a la pregunta: ¿qué pasaría si se cambia la magnitud de la constante de gravitación G? En este caso por lo visto cambiaría la fuerza de gravitación para estas mismas masas. De esta fuerza depende el ritmo de evolución de los cuerpos celestes y sus dimensiones. Eso significa que cam-

biarían los mismos cuerpos. Y otra vez, si el cambio de la constante de gravitación no es muy grande, también las variaciones de los cuerpos celestes resultarán pequeñas.

Similares respuestas se darán también a las preguntas sobre los cambios de otras constantes físicas.

La respuesta general esperada consiste en que el ensayo imaginario, variando relativamente un poco las constantes físicas iría acompañada de pequeños cambios cuantitativos correspondientes en el mundo que nos rodea. Durante estas variaciones de las constantes parecería que no deben ocurrir cambios cualitativos profundos en el Universo.

Esta conclusión es la que resulta completamente errónea.

Analicemos este problema. Veamos como ejemplo el átomo más simple (y el más importante en el Universo) —el átomo de hidrógeno. Este consta del protón y el electrón y puede existir un tiempo ilimitado si no es expuesto a influencias externas. Surge la pregunta: ¿por qué el electrón no entra en reacción con el protón? Es que se conoce que si en el acelerador se hace colisionar el electrón con el protón, entonces es posible la reacción de conversión de estas partículas en neutrón y neutrino:

$$p + e^- \to n + \nu. \qquad (31.1)$$

¿Por qué esta reacción no tiene lugar en el átomo de hidrógeno? El problema reside

en que esta reacción no es «energéticamente conveniente», el total de las masas en reposo del protón y el electrón es menor que la masa del neutrón. Por consiguiente, cuando a las partículas no se les comunica una notable energía, el protón y el electrón no tienen de dónde tomar la masa adicional para crear el neutrón y, además, comunicar energía al neutrino desprendido. En la reacción en el acelerador la insuficiencia correspondiente de masa se toma de la energía del movimiento de las partículas. El neutrón tiene más masa que el protón en $\Delta m = 1{,}3$ MeV, y la masa del electrón sólo es $m_e = 0{,}5$ MeV*). Si la masa del electrón no fuese 0,5 MeV, sino que superase Δm y fuese digamos 2 MeV, entonces la reacción (31.1) podría ocurrir sin ningunos gastos de energía. Esta ocurriría en el átomo de hidrógeno, el cual, como lo demuestran los cálculos, existiría solamente cerca de 30 horas.

De tal modo, para la existencia del hidrógeno se necesita que

$$m_e < \Delta m. \qquad (31.2)$$

Se puede imaginar que no aumenta la masa del electrón, sino que se reduce Δm —el resultado sería el mismo. Si recordamos que la masa del neutrón o el protón es aproximadamente 1000 MeV, entonces está

---

*) Aquí y en adelante expresamos la masa de las partículas en unidades energéticas (véase pág. 117).

claro que la variación de la masa de estas partículas sólo en una milésima de su magnitud causará consecuencias catastróficas, a la inestabilidad del átomo de hidrógeno, el elemento más difundido en el Universo. Las consecuencias de esta inestabilidad realmente serían horribles. No habría hidrógeno en la Naturaleza y no habría combustible nuclear básico para las estrellas del Universo. Eso quiere decir que no habría estrellas, con todas las consecuencias que de ello se desprenden. En un Universo así es dudoso que la vida fuera posible.

Esas son las monstruosas consecuencias cualitativas, las que puede causar una pequeña variación en las masas de las partículas elementales. Es una gran suerte para nosotros que en la realidad el neutrón es un tanto más pesado que el protón y la masa del electrón es casi dos mil veces menor que la de estas partículas elementales.

Para que lo dicho no parezca una excepción exótica, aduciremos otro ejemplo.

Analicemos el deuterón—el átomo del hidrógeno pesado (el deuterio)— que consta del protón y el neutrón. La interacción nuclear que enlaza el protón y el neutrón en un solo sistema —el deuterón—, en este caso tiene una energía $\varepsilon_{enl} \approx 2{,}2$ MeV. Esto no es mucho, otros núcleos están enlazados con más fuerza. El deuterón puede existir un tiempo largo sin desintegrarse por sí mismo, puesto que para el neutrón

no es «energéticamente conveniente» desintegrarse en el deuterón en protón, electrón y antineutrino (véase expresión (21.2)), lo que provocaría la destrucción del deuterón. En realidad al desintegrarse el neutrón, la energía de movimiento de las partículas creadas E surge a cuenta de Δm, y como además de la creación del protón hace falta aún gastar energía para crear la masa del electrón que se desprende m_e, entonces (consideramos la energía del neutrino muy pequeña):

$$E = \Delta m - m_e \approx 1{,}3 \text{ MeV} - 0{,}5 \text{ MeV} \approx \approx 0{,}8 \text{ Mev}. \qquad (31.3)$$

Y la energía de enlace del deuterio

$$\varepsilon_{enl} \approx 2{,}2 \text{ MeV} > E \approx 0{,}8 \text{ MeV}. \qquad (31.4)$$

Por ello la desintegración del deuterio no es «energéticamente conveniente» y éste puede existir por largo tiempo. Para la estabilidad del deuterio, como podemos apreciar, es obligatoria la condición $\varepsilon_{enl} > E$, que es posible anotar en la forma

$$\Delta m < \varepsilon_{enl} + m_e \qquad (31.5)$$

Observando la expresión (31.2) nos convencemos de que para la estabilidad del átomo de hidrógeno sería bueno tener Δm más grande. Pero por otro lado la desigualdad (31.5) nos convence de que si hacemos Δm demasiado grande y violamos (31.5), ¡entonces será inestable el deuterio! ¿Qué consecuencias acarreará ello? A primera

vista, no serán muy serias. Es que en la naturaleza hay poco deuterio y parecería que podemos prescindir de él. Pero ahora ya teniendo cierta experiencia en nuestros razonamientos, no nos apresuremos a hacer conclusiones. Realmente, un análisis un poco más detallado nos muestra que la inestabilidad del deuterio es catastrófica para la Naturaleza.

En realidad la creación del deuterio es el primer paso en la cadena de transformaciones nucleares, las que conducen desde el hidrógeno a elementos más pesados, los que no existían en el Universo muy temprano. Estas reacciones nucleares también ocurrían en los primeros minutos de la expansión del Universo, ellas tienen lugar también hoy en el interior de las estrellas, en los procesos que convierten el hidrógeno en helio. Si no existiera el deuterio, la vía común de creación de los elementos más pesados del hidrógeno sería imposible. Y esto también conduciría a cambios cualitativos radicales en el Universo.

Continuando esta serie de argumentos, se puede añadir el siguiente hecho. La constante de la interacción fuerte es tal, que las fuerzas nucleares son suficientes para mantener los protones y neutrones en los núcleos atómicos complejos. Si esta constante fuese un tanto menor, las fuerzas nucleares resultarían insuficientes para la existencia estable de todos los núcleos atómicos complejos. Esto significa que en la

Naturaleza no serían posibles ni los procesos nucleares correspondientes en las estrellas, ni las formas químicas de movimiento de la materia y, seguramente, tampoco sería posible la vida.

Por fin, analicemos una consecuencia más, ligada esta vez con el imaginario cambio de la constante gravitacional.

Los astrónomos saben que en las estrellas con una masa aproximadamente igual a la masa del Sol y menor, potentes capas superficiales y cercanas a sus superficies son afectadas por el mezclado por convección. Al mismo tiempo estrellas de mayor masa después de su formación no tienen capas superficiales donde haya mezclado por convección. Existe una hipótesis de que la creación de los sistemas planetarios, que ocurría simultáneamente con la formación de las estrellas, puede ocurrir con éxito sólo en aquellas estrellas, las cuales después de su formación conservaron la convección superficial.

Se ha demostrado con análisis que si la constante gravitacional resultara considerablemente mayor de lo que es en realidad, entonces todas las estrellas después de su formación no tendrían capas superficiales con mezclado por convección y, como consecuencia, no tendrían probablemente sistemas planetarios. Por lo visto, no sería posible la vida en este Universo. Aunque en este caso la argumentación se basa sólo en una serie de hipótesis, pero, a pesar de ello la conclusión es impresionante.

Aquí no daremos más ejemplos y únicamente notaremos que un análisis escrupuloso demuestra lo siguiente. ¡El cambio de algunas constantes puede conducir a la imposibilidad en general de formación de las galaxias, estrellas y ni siquiera partículas elementales! Es decir, conducirá a la imposibilidad de surgimiento de una estructura algo complicada en el Universo.

Conque, inclusive pequeños cambios de las constantes fundamentales acarrean no sólo pequeños cambios cuantitativos, sino también cambios cualitativos radicales en la Naturaleza. En este sentido «nuestro» Universo resultó muy inestable en relación con semejantes variaciones en las leyes físicas. Seguramente el lector preguntará con cierta duda: «Todo eso es muy interesante, pero ¿qué sentido tienen semejantes razonamientos? ¿«Quién» o «qué» puede variar las leyes físicas? Es que conocemos los valores reales de las constantes y en el marco de estas leyes se debe realizar el examen de todos los procesos en la Naturaleza. ¿Es que no hay realmente alguna «otra» física y no hay «otros» universos?»

Antes de contestar al lector, hay que prestar atención a los siguientes fenómenos asombrosos, relacionados con «nuestra física» y «nuestro» Universo.

Las condiciones que arriba hemos enumerado y otras, necesarias para la existencia de estructuras complejas, a veces tienen un aspecto muy extraño.

En efecto, veamos la primera condi-

ción escrita en forma de la desigualdad (31.2). De acuerdo con esta desigualdad, la masa del electrón debe ser pequeña, y no solamente pequeña, sino menor de 1,3 MeV. Veamos ahora la relación de las masas de las partículas elementales. El electrón es la partícula más ligera de las que poseen masa en reposo. Esta es casi dos mil veces más ligera que el protón y doscientas veces más ligera que la partícula que le sigue por su masa —el muón. Es notable el hecho de que el electrón no es simplemente más ligero que todas las demás partículas, sino que es considerablemente más ligero. Y casi todas las demás partículas elementales «comunes» por su masa no se diferencian mucho la una de la otra y tienen una masa del orden de 1 GeV. El electrón se destaca visiblemente hacia el lado menor en este conjunto. Siguiendo a I. Rozental, un activo investigador de estos problemas, expondremos el diagrama (véase fig. 33) que representa la cantidad de partículas elementales que poseen masas en un intervalo determinado. La aplastante mayoría de las partículas tienen una masa un tanto mayor que la del protón. En la figura se aprecia cuán bruscamente se destaca la masa del electrón de la de las demás partículas. Esta tiene la apariencia de cierta gran fluctuación. Y hay que notar que esta diferencia, esta pequeñez, ¡es necesaria para el cumplimiento de la desigualdad (31.2)! Si la masa del electrón se hallara más a la derecha de la línea de trazos en

la fig. 33, entonces (31.2) sería violada con todas las consecuencias catastróficas.

Veamos ahora la desigualdad (31.5). Esta exige que la diferencia Δm de las masas del neutrón y el protón sea bastante pequeña. El protón y el neutrón son partículas parecidas que sólo se diferencian

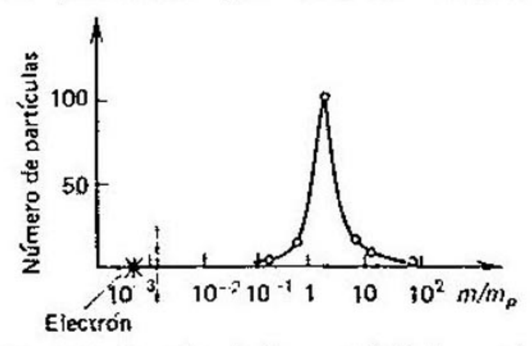


Fig. 33. Distribución de la cantidad de partículas elementales en función de su masa. La posición del electrón está indicada con un asterisco. Más a la derecha de la línea de trazos la posición del electrón está prohibida por la desigualdad (31.2).

por las cargas y una pequeña diferencia de las masas. Estas familias de partículas parecidas han obtenido el nombre de multipletes isotópicos. Si observamos la nómina de la diferencia de masas en otras familias similares de partículas estables respecto a la interacción fuerte, entonces veremos que Δm para el protón y el neutrón es considerablemente menor que todas las restantes (véase fig. 34 [según I. Rozental]). ¡Otra vez la fluctuación! Y téngase en cuenta, otra vez ésta es precisamente tal que se cumpla la desigualdad imprescin-

dible para la existencia de estructuras complejas.

Parecería que la Naturaleza «ajustaba» premeditadamente los valores de las constantes para que se pudieran formar estructuras complejas en el Universo y en particular que pudiera aparecer la vida. En

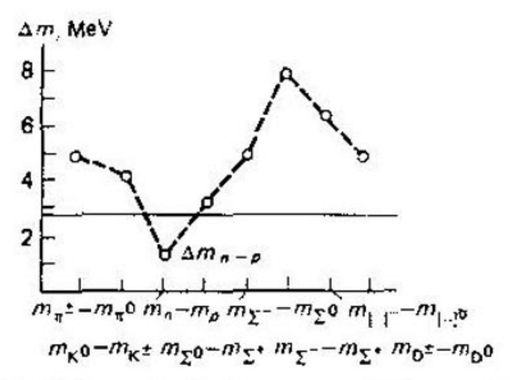


Fig. 34. Diferencia de las masas de las partículas de un multiplete isotópico. Más arriba de la línea horizontal la posición de Δm (del neutrón y el protón) está prohibida por la desigualdad (31.5).

este caso la Naturaleza «está obligada» a realizar a veces fluctuaciones considerables respecto de los valores típicos de las constantes, llevar a cabo «un ajuste fino» de las leyes físicas.

¿No emanan de estos fenómenos ciertas conclusiones idealistas o teológicas? ¡De ninguna manera! Entonces, ¿de qué forma se puede explicarlo?

Antes de tratar de resolver estos problemas, se debe notar que existe un tipo más de «rarezas» en el Universo actual,

las cuales fueron indicadas por los físicos G. Gamow, P. Dirac y otros. Introduzcamos cierta magnitud adimensional $g = Gm^2/\hbar c$, siendo m la masa de cierta partícula elemental; G, la constante gravitacional; $\hbar$ la constante de Planck; c, la velocidad de la luz en el vacío. Esta magnitud caracteriza lo pequeña que es la interacción gravitacional en el mundo de las partículas elementales. Así, para el protón $g_p \approx 10^{-38}$, para el electrón $g_e \approx \approx 10^{-45}$; tomemos un valor medio $g \approx 10^{-42}$. Si se divide el tiempo durante el cual la luz pasa el diámetro del protón $\tau_p = = \hbar/m_p c^2 \approx 10^{-24}$ s por g, obtendremos el intervalo de tiempo

$$\tau = \hbar/(m_p c^2 g^{-1}) \approx 10^{18} \text{ s} \approx 30 \cdot 10^9 \text{ años.} \quad (31.6)$$

Este intervalo de tiempo es asombrosamente cercano a la edad del Universo $t_0 \approx 20 \cdot 10^9$ años (véase capítulo 11):

$$\tau \approx t_0. \quad (31.7)$$

¿Qué es eso? ¿Una coincidencia casual o algo importante?

El conocido cosmólogo soviético A. Zelmánov dijo en relación con ello lo siguiente: «Nosotros somos testigos de estos acontecimientos puesto que otros acontecimientos transcurren sin testigos». Estas palabras expresan la esencia del llamado principio antrópico.

¿En qué consiste este principio y qué relación tiene con los problemas analiza-

dos? Hay que notar en primer lugar que las formas complejas de movimiento de la materia, por ejemplo, tales como las composiciones químicas complejas, la vida y más aún, la vida racional, podían surgir en el Universo sólo en una etapa determinada de su desarrollo, próxima a nuestra época. Realmente, la química compleja y la vida, por lo menos en las formas que conocemos, exige la existencia de planetas del tipo terrestre, probablemente, con océanos calentados por una estrella bastante cercana, cuya luminosidad no varía por largo tiempo. Es evidente que para el desarrollo de la vida se necesita una química compleja y condiciones favorables a largo plazo durante muchos miles de millones de años.

A ciencia cierta estas condiciones no existían en el lejano pasado del Universo, cuando no había ni estrellas, ni planetas. Por lo visto, la vida tampoco puede comenzar a surgir en un futuro lejano, cuando se apaguen las estrellas y menos aún en un futuro muy lejano, cuando se desintegren las partículas pesadas convirtiéndose en luz y neutrinos (véase más adelante capítulo 34).

De lo expuesto se desprende la primera conclusión: la vida y la vida racional de nuestro tipo pueden surgir en el Universo en un período bien determinado: en nuestra época, cuando para ello existen las condiciones. Por ejemplo, antes una vida racional de nuestro tipo en el Universo, sin

lugar a dudas, no podía existir. En forma breve se puede decir que el Universo puede producir sus propios investigadores, producir los «observadores» o, como dijo A. Zelmánov, producir «testigos» solamente en nuestra época. Esta es una de las conclusiones del principio antrópico, cuya esencia radica en el hecho de que existe una relación recíproca entre las propiedades del Universo y la posibilidad de surgir en éste una vida racional.

Resulta que esta conclusión explica la extraña coincidencia que arrojan las expresiones (31.6) y (31.7). Se puede mostrar que el período de tiempo τ por el orden de magnitud es igual a la duración de vida de una estrella media. Eso quiere decir que la expresión (31.7) afirma que la edad del Universo es aproximadamente igual a la edad de las estrellas. Pero ya hemos dicho que el surgimiento de la vida sólo es posible en la proximidad de las estrellas. Por ello cuando el Universo llegue a ser mucho más viejo que las estrellas y las estrellas se apaguen, la expresión (31.7) dejará de ser correcta, el surgimiento y el desarrollo de la vida ya serán imposibles y únicamente podrán sobrevivir civilizaciones muy avanzadas. Por otro lado, como ya hemos visto, es imposible el engendramiento de la vida y la razón en una época mucho más temprana, puesto que para ello es necesaria la aparición de las estrellas y una luminosidad a largo plazo durante miles de millones de años para asegurar una evo-

lución larga y compleja. De aquí se deduce lo siguiente: para que nosotros aparezcamos, lector, se debió cumplir la igualdad (31.7), la que a primera vista parecía enigmática.

La segunda conclusión del principio antrópico consiste en que los observadores («testigos») sólo pueden aparecer con un determinado conjunto de constantes físicas, con determinadas leyes físicas, de lo que ya hablamos arriba. Si ya existieron (¿o posiblemente existen?) otros universos con otras leyes, entonces éstos existen sin estructuras complejas (sin «testigos»), en ellas nunca aparece la vida. De tal manera, nuestro Universo es así como nosotros lo vemos, precisamente por el hecho de que existimos en él.

Y bien, al final un «rasgo extraño» más de nuestro mundo: por algo el espacio físico es tridimensional. ¡Ni bidimensional, ni pentadimensional, sino precisamente tridimensional! Los físicos comprendieron hace bastante tiempo que aquí se esconde un enigma. Ya E. Mach planteaba el problema directamente y de manera inequívoca: «¿Por qué el espacio es tridimensional?» Y en este caso, para comprender este problema tratemos de imaginarnos qué pasaría si el espacio tuviese una dimensión distinta de tres.

Es evidente que tenemos la posibilidad de analizar sólo algunos cambios en las interacciones físicas más simples que ocurrirán al cambiar la dimensión del espacio.

Los tipos más simples de estas interacciones son la ley de Coulomb para las cargas en reposo y la ley de Newton para las masas sujetas a la gravitación. En ambos casos la fuerza de interacción se debilita en razón inversa al cuadrado de la distancia: $F \sim 1/r^2$. No obstante, ya I. Kant comprendió que la ley de los cuadrados inversos es consecuencia de que nuestro espacio es tridimensional. Realmente, ¿por qué la fuerza, por ejemplo, de la interacción electrostática se debilita con la distancia? La respuesta más evidente reside en que al crecer r las líneas de energía del campo se distribuyen por el área cada vez mayor de la esfera que capta la carga y tiene un radio r. El área de la esfera crece como r^2, por ende, la densidad de las líneas de fuerza que atraviesan este globo se reduce $\sim 1/r^2$, lo que determina la ley de variación de la fuerza. Pero lo dicho es válido sólo para el espacio tridimensional. Si el espacio es cuadridimensional, el área de la «esfera» (lugar geométrico de los puntos equidistantes respecto del centro) es proporcional a r^3, y para el espacio de N dimensiones esta área es proporcional a r^{N-1}. De aquí parte la ley de variación de la fuerza electrostática y gravitacional en el espacio de N dimensiones:

$$F \sim \frac{1}{r^{N-1}}. \qquad (31.8)$$

¿Por qué es tan importante la variación de la ley de debilitamiento de la fuerza en

el espacio de N dimensiones? El problema reside en lo siguiente. Consideremos el movimiento de una carga de prueba por una órbita circular alrededor de un cuerpo central cargado (con una carga de signo opuesto para que exista la atracción) en un espacio de cualquier dimensión N. Supongamos que se da el momento de la cantidad de movimiento de una carga (éste no puede variar durante el movimiento). Entonces las fuerzas centrífugas serán proporcionales a $\sim 1/r^3$ y no dependen de N. Se conoce de la mecánica que para la existencia de órbitas circulares estables es necesario que las fuerzas centrífugas se reduzcan con la distancia más rápido que F. A no ser así el movimiento circular será inestable y la perturbación más pequeña acarreará o la caída de la carga hacia el centro, o el alejamiento de la carga al infinito. La ausencia de órbitas circulares estables significa la ausencia en general de estados «ligados», como se suele decir, cuando la carga se mueve por una región limitada del espacio alrededor de un cuerpo central. De ello se deduce que para la existencia de estados ligados es imprescindible que

$$N \leqslant 3. \qquad (31.9)$$

Así es esta inesperada conclusión. A primera vista parece que el aumento de la dimensión del espacio abre nuevas posibilidades para complicar el movimiento de los cuerpos en éste y, por ende, tam-

bién para la existencia de formaciones más complejas. ¡Pero en realidad resulta que en tales espacios no hay sistemas de cuerpos ligados estables que interaccionen con las fuerzas eléctricas y gravitacionales, es decir, en ellos no puede haber ni átomos, ni sistemas planetarios, ni galaxias!

Por otro lado, si $N = 2$ ó 1, entonces en estos espacios las cargas en interacción de signos opuestos nunca podrían esparcirse a grandes distancias. Aquí las fuerzas se reducen con la distancia con demasiada lentitud y cualquiera que sea la velocidad inicial de la carga, el cuerpo central con su fuerza de atracción detendrá la carga que se aleja y la obligará a moverse hacia sí. En tales espacios no existiría el libre movimiento de los cuerpos en gravitación.

Y sólo en el espacio tridimensional son posibles tanto los estados ligados, como los libres.

Seguramente ahora el lector no se asombrará demasiado con la afirmación de que si la naturaleza tuviera que probar muchas veces «crear» universos con diversas dimensiones del espacio, entonces sólo con $N = 3$ surgirían las posibilidades para la existencia de sistemas ligados y cuerpos libres, estados ligados y libres de movimiento del electrón en los átomos, es decir, para el surgimiento de estructuras muy complejas, la vida. Y eso significa que precisamente en estos espacios (¡y probablemente sólo en éstos!) pueden existir los «testigos». Por ello no hay nada asom-

broso que vivamos precisamente en un espacio tridimensional.

Eso significa que para obtener la solución de los problemas enumerados más arriba en este capítulo, queda «solamente» por aclarar la posibilidad de que realmente la Naturaleza «trataba de crear» numerosos universos o inclusive una cantidad infinita de ellos, con diferente física, posiblemente, en ocasiones con grandes fluctuaciones del valor numérico de las constantes, con diversas dimensiones del espacio, etc. Entonces estaría claro que nosotros, los observadores e investigadores aparecimos en uno de los universos más raros, «el más afortunado» (para nuestra existencia).

Además de los científicos ya nombrados en este capítulo que han pasado los problemas analizados del filosofar «abstracto» al plano de los problemas cosmológicos, notaremos aún los trabajos de los físicos y astrónomos: Ya. Zeldóvich, J. Barrow, R. Dicke, B. Carter, M. Rees, J. Wheeler, S. Hawking, G. Idlis, B. Carr e I. Shklovski.

32. El Universo eternamente joven

En el año 1986 el físico soviético A. Linde propuso un enfoque completamente nuevo para resolver las cuestiones enumeradas en los capítulos anteriores. Estas cuestiones se reducen a los dos grandes problemas siguientes. El primero es el problema del estado singular y la aclaración del problema relacionado con ello del comienzo de la

evolución del Universo y de los orígenes del río del tiempo. El segundo es el problema sobre el hecho de si el Universo en el cual vivimos es el único, o existen en cierto sentido muchos (o, inclusive, infinitamente muchos) diferentes universos, y entonces se resuelve el problema del principio antrópico, analizado en el capítulo anterior.

La esencia del nuevo enfoque consiste en lo siguiente. A. Linde y A. Starobinski prestaron atención al papel determinativo de las fluctuaciones cuánticas, las que deben existir a densidades muy grandes, cercanas a la densidad de Planck $\rho_P \approx \approx 10^{94}$ g/cm³. Con estas densidades, como hemos visto en el capítulo 27, predomina la densidad del estado cuasivacuo ρ_v, que posee presión negativa y provoca la inflación. Destaquemos en esta substancia superdensa, la que tiene una densidad ρ_v, cercana a ρ_P, pero un tanto menor que ella, una región mínima con una dimensión aproximadamente igual a la región causalmente ligada $r_{máx}$ (véase pág. 209). Observemos la evolución de esta región con el correr del tiempo.

Esta área se irá inflando. Analicemos la inflación de esta región durante el tiempo cuando todas las distancias aumentan aproximadamente en dos y el volumen en $2^3 = 8$ veces. Este tiempo por el orden de su valor es $\tau = r_{máx}/c$. Ya hemos hablado en el capítulo 27 de que la dimensión máxima de la región causalmente ligada es

$r_{máx} = c/\sqrt{8\pi G\rho_v}$. Si inicialmente hemos tomado una región de dimensiones del orden de $r_{máx}$ y el volumen $V = r_{máx}^3$, entonces al transcurrir un tiempo τ las dimensiones lineales serán $r_1 = 2r_{máx}$, y $V_1 \approx (2r_{máx})^3 = 8r_{máx}^3 = 8V$. Este volumen en aumento constará de 8 regiones con dimensiones lineales de $r_{máx}$ cada una. Dentro de cada una de ellas son posibles nexos causales entre los fenómenos, pero dichas regiones ya no pueden interaccionar una con otra ya que se alejan vertiginosamente una de otra (véase final del capítulo 27). Por ello cada una de estas áreas en lo sucesivo evolucionan independientemente de las vecinas, representando en esencia un «subuniverso» separado, o «mini-universo» según la terminología de A. Linde.

Se puede decir que después de transcurrir un tiempo τ nuestro volumen inicial originó 8 mini-universos de la «primera generación». En lo sucesivo el proceso se repetirá y pasado un tiempo τ cada uno de los mini-universos crearán otros mini-universos, los que crearán la «segunda generación», etc. Es evidente que por ahora el nombre «mini-universos separados» es puramente convencional y sólo refleja el hecho de la imposibilidad en el futuro de intercambiar información entre ellos. Aunque cada uno de ellos en lo sucesivo se desarrolla sin la influencia de los vecinos, a causa de que las condiciones iniciales en ellos fueron iguales, su futuro desarrollo

también será igual, constituyendo ellos en esencia un Universo único inflacionario (véase fig. 35).

En el capítulo 27 hemos subrayado que durante la inflación en la primera

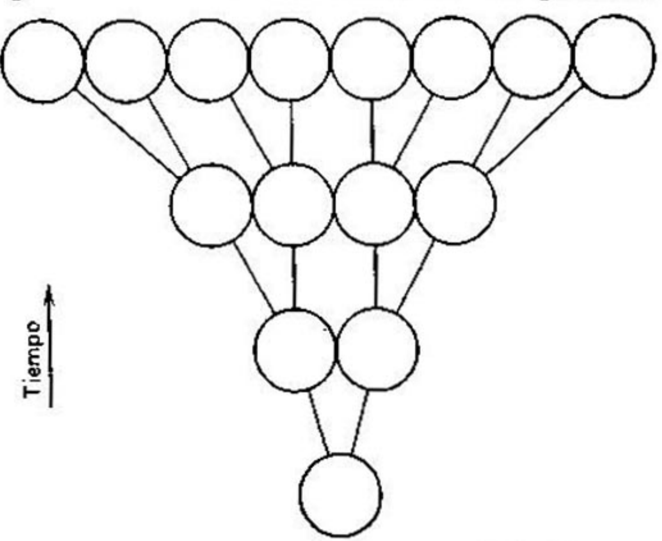


Fig. 35. Representación convencional de la evolución de las regiones con dimensiones lineales $r_{máx}$ en el Universo inflacionario. Cada círculo representa un mini-universo. Cada hilera de círculos representa la siguiente generación de mini-universos. En cada generación los mini-universos están «representados» en una hilera; en realidad ellos deben ocupar un volumen del espacio. A causa de este convencionalismo el número de mini-universos en cada generación se presenta en el esquema que aumenta en dos y no en ocho veces, como debería ser en realidad.

aproximación la densidad del estado cuasivacuo ρ_v no varía. Pero así sucede únicamente en la primera aproximación. En la

realidad esta densidad —aunque lentamente en comparación con el ritmo de inflación— se reduce (recordemos el rodaje de la bola pendiente abajo en uno de los modelos de

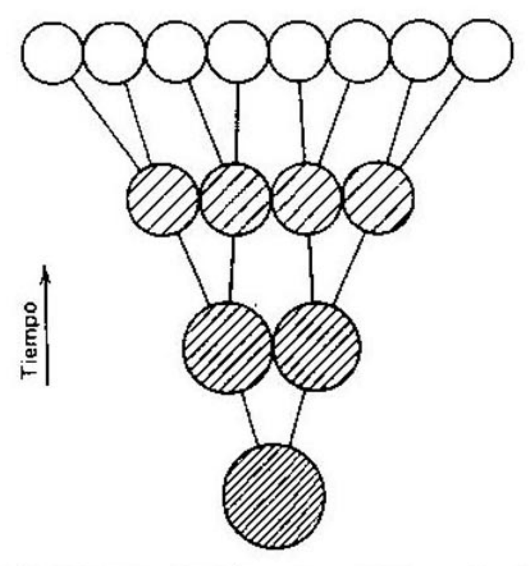


Fig. 36. Representación esquemática de la reducción sistemática de la densidad ρ_v de generación en generación de los mini-universos (se muestra disminuyendo la densidad de rayado de los círculos). La reducción de ρ_v aminora el ritmo de inflación de las generaciones subsiguientes (se muestra disminuyendo la dimensión de los círculos de los mini-universos). El volumen total de todos los mini-universos continúa creciendo vertiginosamente de generación en generación.

ese estado descrito en el capítulo 26). Por ello con el correr del tiempo también se reducirá un tanto el ritmo de inflación (éste es determinado por ρ_v), como se muestra en la fig. 36.

Por ahora todo es muy simple. Pero ahora tratemos de tener en cuenta las fluctuaciones cuánticas con gran densidad en nuestros mini-universos. Estas son caóticas y su amplitud depende de la misma densidad ρ_v. Cuanto mayor sea la densidad, tanto mayor será la amplitud de las fluctuaciones cuánticas $\delta\rho_v$, que surge durante el tiempo τ. Las dimensiones de las áreas abarcadas por cada fluctuación, como lo demuestran los cálculos, son precisamente del orden de $r_{máx}$.

Ahora tenemos dos motivos que provocan los cambios de ρ_v en los mini-universos: 1) la reducción sistemática de ρ_v a causa de la inflación (designemos esta reducción durante el tiempo τ por $\Delta\rho_v$); 2) las fluctuaciones cuánticas caóticas $\delta\rho_v$.

Resulta que los destinos de los mini-universos dependen básicamente de la correlación entre $\Delta\rho_v$ y $\delta\rho_v$. Supongamos inicialmente que ρ_v, aunque sea grande, es notablemente menor que ρ_P y las fluctuaciones cuánticas $\delta\rho_v$ son muy pequeñas, mucho menores que $\Delta\rho_v$. Entonces se puede desechar las fluctuaciones cuánticas y los mini-universos se inflarán todos de igual manera, como recién se ha descrito. La densidad ρ_v en ellos poco a poco irá reduciéndose sistemáticamente en $\Delta\rho_v$ por el tiempo τ.

El caso es distinto si la densidad es bastante cercana a la de Planck ρ_P, puesto que las fluctuaciones cuánticas por su amplitud $|\delta\rho_v|$ son mucho mayores que

la reducción de la densidad $\Delta\rho_v$ como consecuencia de la expansión y ésta última se puede desechar. Supongamos que ello tiene lugar cuando ρ_v es mayor que cierto valor ρ_1. Las fluctuaciones $\delta\rho_v$ que surgen durante el tiempo τ son caóticas. En la mitad de los mini-universos éstas serán positivas y en la otra mitad, negativas. De este modo en la mitad del volumen $V_1 = 8V$ de todos los mini-universos de la primera generación la densidad ρ_v aumenta y en la otra mitad se reduce.

Así que ahora podemos apreciar la diferencia real entre distintos mini-universos de una misma generación. Es que en ellos son distintas las ρ_v, es decir, las condiciones son diferentes. Todos los mini-universos se irán inflando, pero aquellos en los que ρ_v es mayor, se inflan a mayor velocidad y el volumen que les corresponde en el futuro será mayor que en los mini-universos donde ρ_v se reduce. Durante el siguiente período de tiempo τ el surgimiento de nuevos mini-universos con las fluctuaciones ρ_v en ellos se repite, etc. (véase fig. 37). De esta forma, la parte del volumen físico con la densidad ρ_v en aumento durante la inflación irá creciendo en comparación con la parte del volumen de la ρ_v que se reduce.

Tarde o temprano la evolución de nuestro mini-universo original con la densidad inicial considerablemente menor que ρ_P, conducirá a que en algunos de los mini-universos descendientes la densidad llegará

a la de Planck ρ_P. ¿Qué pasará después? El posterior aumento de la densidad es imposible, puesto que la densídad de Planck es la máxima posible, y en este caso el espacio-tiempo, es decir, nuestros mini-universos se desintegrarán en cuantos, creando

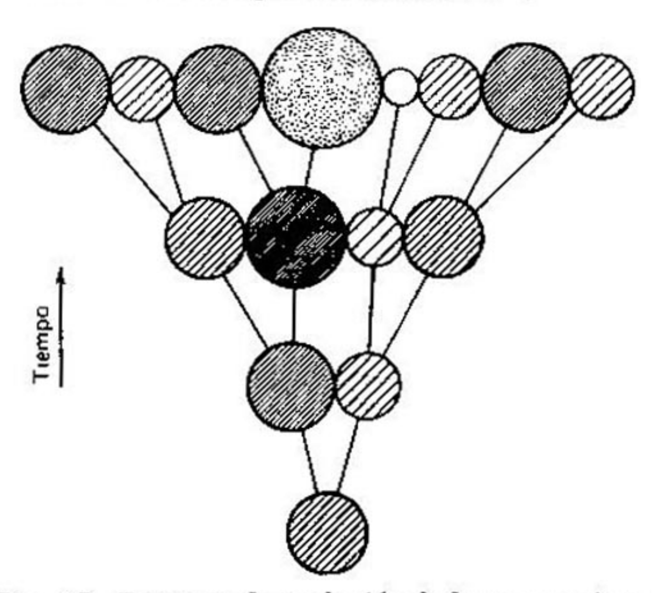


Fig. 37. Esquema de evolución de las generaciones de mini-universos cuando las fluctuaciones cuánticas $\delta\rho_v$ son determinativas.

la «espuma espacio-temporal». De esta espuma fluctuante surgen nuevos mini-universos —burbujas con una densidad cercana a la de Planck. Parte de ellos enseguida vuelve al estado espumoso. Mas en la otra parte, a consecuencia de las fluctuaciones casuales, la densidad ρ_v se reduce en las generaciones siguientes. Entonces con

cada uno de estos mini-universos se repetirá lo que hemos descrito arriba: éste originará nuevas generaciones, de las cuales nacerán cadenas de mini-universos con ρ_v en crecimiento, pero también cadenas de mini-universos con ρ_v en reducción.

Subrayemos una vez más que se inflan con más rapidez los mini-universos con

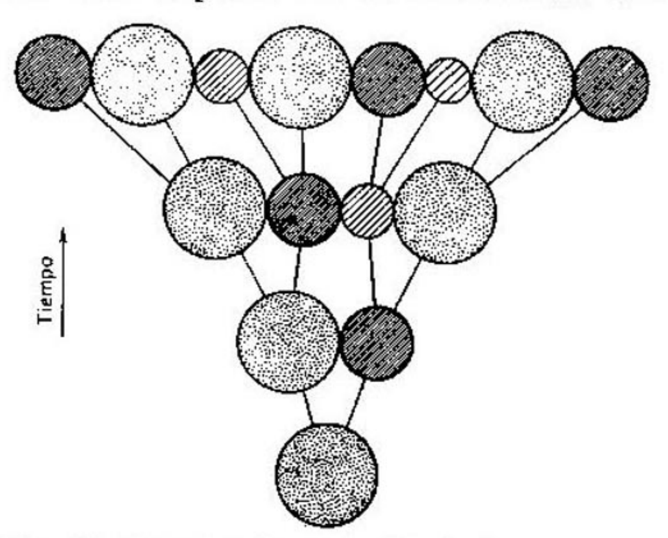


Fig. 38. Esquema de evolución de las generaciones de mini-universos comenzando por el mini-universo con una densidad ρ_v del orden de la de Planck ρ_P (los círculos punteados son los mini-universos con $\rho_v \approx \rho_P$).

mayor ρ_v, por ello una gran parte del volumen físico recaerá en los mini-universos precisamente con $\rho_v \approx \rho_P$ (véase fig. 38). Sólo en una parte muy, pero muy pequeña del volumen físico, como consecuencia de las fluctuaciones que se repiten casualmen-

te, las que acarrean la reducción en término medio de la densidad ρ_v, esta densidad menguante alcanzará al fin el valor de umbral ρ_1, con el cual las fluctuaciones ya no son tan grandes y la disminución sistemática de la densidad ρ_v a causa de la inflación es mayor que la amplitud de las fluctuaciones $|\delta\rho_v|$. El valor de ρ_1 puede ser un millón de veces menor de la densidad de Planck, es decir, 10^{88} g/cm³, pero a pesar de ello ésta es enorme.

Ahora en el volumen, donde $\rho_v < \rho_1$, ya se puede omitir las fluctuaciones $\delta\rho_v$ en comparación con $\Delta\rho_v$, y ρ_v aunque lentamente, pero irá disminuyendo en forma sistemática independientemente de las casualidades. El destino ulterior de este volumen inflacionario será idéntico a como se describe en el capítulo 27. El volumen se inflará increíblemente y luego se convertirá en el Universo caliente de Friedmann. En general ocurrirá lo que ya hemos descrito teniendo en cuenta «nuestro» Universo. Pero hay que recordar que esto no ocurrirá en todo el Universo, ni mucho menos, sino en una región exclusiva, donde como consecuencia de repetidas casualidades surgió $\rho_v < \rho_1$.

En general, la imagen de la evolución y estructura del Universo, representada por Linde, puede ser muy esquemática y convencionalmente ilustrada de la forma en que se muestra en la fig. 39.

Convencionalmente cada bola representa un mini-universo inflacionario. En la

aplastante parte del espacio físico la densidad $\rho_v \approx \rho_P \approx 10^{94}$ g/cm³. Cada uno de estos mini-universos con $\rho_* \approx \rho_P$ crea nuevos con una densidad similar. Su número se multiplica con increíble rapidez.

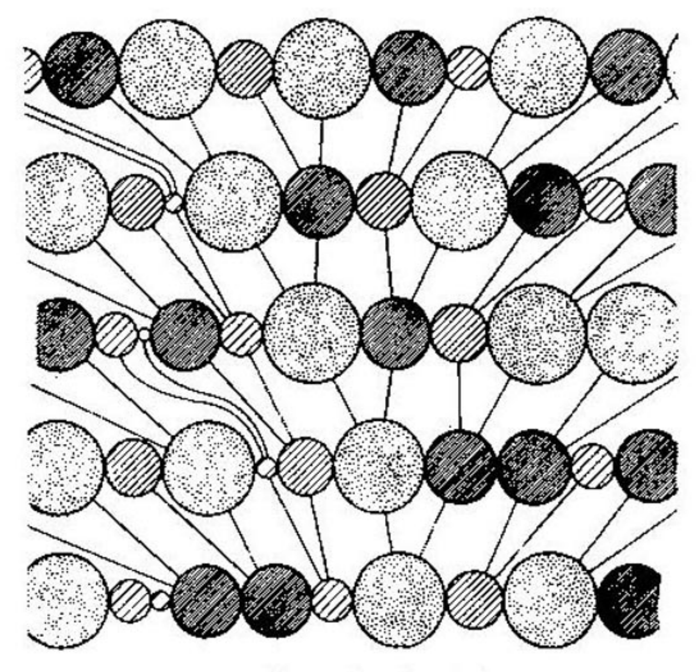


Fig. 39. Esquema de evolución del Universo que se reproduce eternamente.

Durante el nacimiento de nuevos mini-universos en éstos fluctúa no sólo ρ_v, sino todos los parámetros físicos, posiblemente, incluyendo hasta las constantes físicas y la dimensionalidad del espacio-tiempo. De acuerdo con esta imagen el Universo reproduce eternamente a sí mismo en forma

de mini-universos con una densidad inicial próxima a ρ_P con los más diversos juegos de leyes físicas y condiciones. De tiempo en tiempo la inflación provoca la caída de ρ_V por debajo de ρ_1 y el surgimiento del Universo caliente de Friedmann. Si en este Universo los parámetros físicos son tales que pueden surgir estructuras complejas, como ya se dijo en el capítulo anterior (¡y esto a su vez, probablemente, es una gran rareza!), entonces en semejantes mini-universos es posible la aparición de la vida. Y si todo eso es así, entonces en uno de estos rarísimos mini-universos vivimos nosotros. (¡Vea, cuántos «si...»!).

De la imagen representada arriba se deduce que el Universo en general no tiene ni principio en el tiempo, ni tampoco fin. En la fig. 39 la imagen puede prolongarse infinitamente hacia el pasado (hacia abajo en la fig. 39) y hacia el futuro (hacia arriba en la fig. 39). ¡Una imagen más que extraña, un Universo más que extraño! ¿No es verdad? Este es bastante heterogéneo en su totalidad. Realmente, unos mini-universos tienen una enorme densidad de la substancia, otros tienen una densidad pequeña, en algunos de ellos rigen unas leyes físicas y en otros, otras. Además, el Universo en general es eternamente joven, que reproduce a sí mismo de la «espuma del vacío» y por ello, no envejece. La parte aplastante de su volumen se halla siempre en estado de vacío «en ebullición» super-

denso. Y de este estado a veces se separan «burbujas», las que se desarrollan en sistemas similares a «nuestro» Universo. Posiblemente, ésta es la encarnación de la idea del principio antrópico, el que exige que la Naturaleza «trate de crear» muchísimos universos con las más diversas propiedades. En este modelo la explosión del Universo transcurre eternamente. Eternamente continúa el torrente del nacimiento de nuevos mundos. Los mini-universos que se crean nuevamente, inflándose, pierden rápidamente la posibilidad de intercambiar señales el uno con el otro, desarrollándose aislada e independientemente. A causa de las condiciones iniciales fluctuantes, la historia de cada uno de ellos no se parece a la historia de otros.

¿Refleja la realidad la imagen revelada? Posiblemente sí, y los futuros investigadores lo comprobarán. Pero es evidente que lo expuesto refleja la extraordinaria profundidad y valentía del pensamiento humano que se aventura a descifrar las inverosímiles complejidades del mundo que nos rodea.

La orientación analizada parte de los primeros trabajos de P. Fomín y E. Tryon, seguidos de las publicaciones de Ya. Zeldóvich, I. Jalátnikov, V. Belinski, L. Grischuk, V. Lúkash y otros.

33. Creación del Universo en un laboratorio

«¡Bueno, esto es ya demasiado!» —podrá protestar el lector. Claro, en el laboratorio es posible modelar muchos procesos singulares, incluyendo también los cósmicos. De esta manera en el laboratorio fueron modeladas bajas temperaturas y baja presión del gas en el espacio interplanetario, fueron modelados los procesos electromagnéticos en las condiciones del Sol, e inclusive las reacciones termonucleares que se operan en las profundidades de las estrellas. ¡¿Pero la creación de un nuevo Universo?! Bueno, ¿posiblemente el autor no tenía en cuenta la creación de un «nuevo Universo» real, similar al nuestro, sino cierta analogía, cierto modelo muy simplificado y muy reducido? Es que cuando se trata de modelar, por ejemplo, los procesos en la profundidad de las estrellas, éstos se reproducen en las escalas muy distintas de las que tienen estos procesos en las estrellas mismas.

No, estimado lector, responde el autor, precisamente se trata del problema de la creación de un nuevo Universo en un laboratorio, un Universo semejante al nuestro tanto por su escala, como por la complejidad de los procesos que en él se operan. Claro, por ahora se trata sólo de analizar los aspectos puramente teóricos de este problema, sobre la posibilidad de considerar en principio este procedimiento real-

mente fantástico. Pero ya de por sí esto es asombroso. Aquí surgen muchos problemas. En primer lugar, ¿cómo se debe comprender en principio la creación del Universo? En segundo lugar, de ser posible esto, ¿qué pasará en este caso con nuestro Universo? Tratemos de dilucidar estos problemas.

Hemos notado en el capítulo 27 que «nuestro» Universo, probablemente, se infló a partir de dimensiones iniciales pequeñísimas de $r_{\text{máx}} = 10^{-33}$ cm. En este caso, la densidad de la materia era $\rho_P = 10^{94}$ g/cm^3, y la masa total de la materia contenida dentro del pequeñísimo volumen inicial ascendía solamente a

$$m \approx r^3_{\text{máx}} \cdot \rho_P \approx 10^{-5} \text{ g.} \qquad (33.1)$$

¡Y de esta pequeñísima masa y de las pequeñísimas dimensiones iniciales se ha desarrollado todo el enorme Universo, con muchos mundos, que supera enormemente por su dimensión la región estudiada por la astronomía moderna! Las minúsculas escalas iniciales del Universo son las que originan la idea de la posibilidad de repetir este proceso en un laboratorio. En esta forma fue planteado el problema por los físicos estadounidenses E. Farhi y A. Guth.

Desde un punto de vista de principio el problema aparenta ser muy simple. Se debe coger una pequeña masa y comprimirla hasta las densidades del orden de la densidad de Planck, cuando surge el estado cuasivacuo. Después de ello comenzará una

vertiginosa inflación y —ahí lo tiene— aparece el nuevo Universo. Claro, por ahora son puramente ejercicios aritméticos sobre una hoja de papel, puesto que es completamente fantástico comprimir la substancia hasta una densidad de 10^{94} g/cm^3 Pero, repetimos, desde el punto de vista de la teoría, al parecer, todo eso es muy simple.

Mas en realidad el problema no es tan simple, y es por lo siguiente. Al surgir las burbujas del estado cuasivacuo, en éstas, como ya sabemos, se crean enormes tensiones internas (presión negativa). Estas tensiones tienden a comprimir los límites de la burbuja a un punto. Contribuyen a ello también las fuerzas de la tensión superficial de la capa límite, la que separa el interior de la burbuja del «vacío verdadero» externo de nuestro espacio. Como resultado, aunque dentro de la burbuja comienza la inflación, su límite tiende a contraerse rápidamente en un punto y no resulta ningún nuevo Universo inflacionario. De acuerdo con las conclusiones de E. Farhi y A. Guth solamente condiciones específicas en el estado singular inicial de nuestro Universo podrían conducir a que los límites de las minúsculas burbujas no se contraigan a un punto, sino que también se expandan creando nuevos Universos. Si el proceso comienza no desde el estado singular, sino de ciertas operaciones en nuestro mundo, la obra de la creación de un «nuevo Universo», de acuerdo con las conclusiones

de los físicos estadounidenses, está condenada al fracaso.

No obstante, según la opinión del autor de esta obra, el problema no es tan irremediable y, en principio, es posible evitar la contracción de la superficie en un punto. Para ello se debe añadir en el límite de la burbuja una pequeña carga eléctrica. ¿Cómo puede ayudar esta carga? El problema reside en que con una fuerte compresión de la esfera cargada, además de las fuerzas de repulsión eléctrica entre las cargas del mismo signo surgen fuerzas completamente específicas de repulsión gravitacional, cuya naturaleza está ligada precisamente a la existencia de la carga eléctrica. Estas son las fuerzas de repulsión que actúan en la superficie cargada de la burbuja y pueden impedir que la superficie se contraiga en un punto.

En general, la imagen de la creación del «nuevo Universo» puede tener el aspecto siguiente. Supongamos que comprimimos una substancia común de forma esférica hasta las dimensiones del llamado radio gravitacional, cuando surge un agujero negro y cargamos su superficie eléctricamente. En adelante las potentes fuerzas de la propia gravitación de la substancia continúan comprimiéndola vertiginosamente y surge el agujero negro. En la substancia que se densifica rápidamente al final de cuentas surge el estado cuasivacuo. Con una fuerte contracción la superficie cargada de la substancia bajo la in-

fluencia de las fuerzas gravitacionales específicas dentro del agujero negro cargado cambia la contracción por la expansión. En este sentido el interior de un agujero negro estrictamente esférico cargado se diferencia radicalmente de uno igual, pero sin carga. Comienza la inflación tanto del interior de la burbuja, como de su límite cargado. Este es precisamente el comienzo de la inflación del «nuevo Universo».

Mas aquí hay que subrayar una asombrosa particularidad de esta inflación, relacionada con una fuerte curvatura del espacio y el tiempo dentro del agujero negro. ¡El problema radica en que esta inflación ocurre no hacia el exterior, hacia el observador externo! «Se infla» el espacio dentro del agujero negro. Se puede representar visualmente que el interior del agujero negro se infla como una burbuja hacia «otro espacio». Desde el punto de vista de un observador externo, quien creó todo este asombroso proceso, nada de particular ocurre en *su Universo*. El agujero negro creado por él, sigue siendo un agujero negro.

En ese sentido no hay ninguna diferencia entre el agujero negro cargado y el sin carga. El observador inclusive no se enterará de la inflación dentro de éste, si se queda todo el tiempo fuera del agujero negro, puesto que del agujero negro no salen ningunas señales. Toda la inflación, repetimos, ocurre dentro del agujero negro hacia «otro espacio». Esta circunstancia in-

dica que al crear el «nuevo Universo», nada espantoso ocurre en «nuestro Universo». Pero los creadores del «nuevo Universo» en principio pueden enviar señales hacia su interior, dirigiéndolas hacia dentro del agujero negro cargado. Más aún, sólo teóricamente, el mismo observador puede dirigirse al agujero negro, si sus dimensiones (y, por ende, su masa) son bastante grandes.

Sin embargo, aquí interrumpimos nuestro relato que parece fantástico. Subrayaremos lo siguiente: lo expuesto no es ficción. Son problemas sobre los cuales están trabajando los científicos. Hasta ahora se trata de variantes exclusivamente teóricas. Aquí hay muchas cosas desconocidas. Se desconoce si el proceso de creación del «nuevo Universo» descrito es estable o no lo es. Los teóricos saben que dentro del agujero negro esférico cargado deben desarrollarse las inestabilidades. Puede resultar que el proceso analizado en principio es inestable y entonces es imposible crear un nuevo Universo por esta vía. Pero, a pesar de ello, hemos querido que el lector comparta estas consideraciones de la vanguardia de la ciencia, con la esperanza de que lo expuesto dé un ejemplo más de las asombrosas profundidades en el conocimiento de la Naturaleza, a las cuales ha llegado el pensamiento humano.

34. Fin de la Gran explosión

Este libro está dedicado básicamente al lejano pasado de nuestro mundo, la explosión del Universo. Pero estudiamos el pasado para poder comprender el presente y el futuro. Esta tesis del conocimiento científico no sólo se refiere a la historia de la humanidad, sino también a la historia del Universo. Realmente, por más asombrosos que fueran los procesos en el pasado del Universo, el futuro se presenta aún más interesante. Sin lugar a dudas, el futuro del mundo es también importante, ya que el lejano futuro de la Humanidad, el futuro de la razón depende del futuro de la Naturaleza y esto no puede dejar de preocuparnos. Es por ello que al final de la obra abordamos el futuro de «nuestro Universo» y hablaremos del problema en que terminará, según concibe la ciencia contemporánea, la Gran explosión.

El análisis del futuro del Universo se diferencia en principio del estudio del pasado. El pasado ya ocurrió y dejó sus huellas y, estudiando estas huellas verificamos la vigencia de nuestros conocimientos sobre éste. Pero el futuro tendrá que ocurrir. Su estudio siempre es una extrapolación. En este caso, una verificación directa es imposible*). Si en el futuro

*) A veces se estudia seriamente la posibilidad de obtener cierta información del futuro (influencia del futuro sobre el pasado). No analizare-

surgen las condiciones, con las cuales puedan revelarse leyes aún desconocidas por nosotros, entonces los pronósticos científicos, posiblemente, resulten inexactos, y para un futuro lejano simplemente erróneos. Pero, a pesar de ello, las bases de los conocimientos modernos en física y astrofísica son tan sólidas que es posible analizar con bastante seguridad el lejano futuro del Universo. Ultimamente han aparecido muchas publicaciones serias dedicadas a este problema (claro que estos trabajos son menos numerosos que los dedicados al pasado). Las conclusiones de estos trabajos son tan importantes que, a pesar de las reservas expuestas, ellas merecen la más seria atención.

Ahora, en el marco de los conocimientos científicos actuales sobre la imagen física del mundo, trataremos de analizar los acontecimientos que tendrán lugar en el futuro aun más lejano de nuestro Universo.

En primer lugar, surge la pregunta: ¿continuará ilimitadamente la expansión del Universo? La respuesta, como ya sabemos (véase capítulo 7) en principio es simple: si la densidad de la materia en el Universo es bastante grande, la gravitación de esta materia detendrá la expansión y comenzará su contracción. Si la densidad es pequeña, la gravitación es insuficiente

---

mos aquí este problema. De resultar posible en realidad, al final de la frase con el asterisco se debe añadir «por ahora».

para detener la expansión. Las observaciones astrofísicas atestiguan que la densidad media de la materia visible en el Universo es aproximadamente 30 veces menor que el valor crítico que separa un caso del otro (este valor crítico de la densidad es próximo a 10^{-29} g/cm^3). Pero es posible que en el Universo haya tipos de materia de difícil detección, la «masa oculta» (véase capítulo 9). En ese caso la densidad puede resultar mayor que la crítica.

Consideremos inicialmente la primera variante: el Universo se expansiona ilimitadamente. ¿Qué procesos se operarán en el Universo que se expansiona ilimitadamente? ¿Cómo están ligados estos procesos con el pasado y el presente?

«La evolución del mundo es posible compararla con el espectáculo de fuegos artificiales, al que asistimos en el momento cuando éste finaliza: algunas brasas rojas, cenizas y humo. Parados en la ceniza enfriada vemos el Sol que se extingue lentamente y tratamos de resucitar la desaparecida magnificencia del comienzo de los mundos». Estas palabras pertenecen a uno de los creadores de la cosmología moderna, el astrónomo belga G.H. Lemaitre. Es cierto que sabemos que en el futuro las estrellas se apagarán. Las reservas de combustible nuclear —la fuente de energía de toda estrella— son limitadas. El Sol terminará su evolución activa al cabo de algunos mil millones de años y se convertirá en un enano blanco de una dimensión

próxima a la de la Tierra, el que paulatinamente se irá enfriando. Las estrellas con una masa mayor que el Sol vivirán un tiempo más corto aún. En dependencia de su masa ellas al fin y al cabo se convertirán en estrellas neutrónicas con un diámetro de unas decenas de kilómetros o en agujeros negros. Por fin, es posible una explosión catastrófica al terminar la estrella su existencia. Es el llamado destello de una supernova. Las estrellas de menor masa que el Sol viven más tiempo, pero tarde o temprano también se convierten en enanas enfriadas. En nuestros días tienen lugar procesos de surgimiento de estrellas a partir del medio interestelar. Pero este proceso también es limitado en el tiempo. En el futuro se agotarán todas las reservas de la energía nuclear de la materia, de la cual pueden formarse las estrellas. Ya no surgirán nuevas estrellas y las viejas se convertirán en cuerpos fríos o agujeros negros. Esta época no llegará pronto, pero la etapa de evolución del Universo, cuando brillan las estrellas —por eso se puede llamarla estelar o «tiempo de la buena estrella del Universo»—, culminará dentro de 10^{14} años.

Abordemos ahora el destino de los sistemas estelares, las galaxias. Éstas constan de cientos de miles de millones de estrellas. En sus centros —en sus núcleos, probablemente— se hallan agujeros negros supermacizos. ¿Cuál es el futuro de las galaxias? Para su evolución son importantes

los acontecimientos muy raros actualmente, cuando alguna estrella en su movimiento —como resultado de la interacción gravitacional con otras estrellas de la galaxia— adquiere una gran velocidad. Debido a semejantes procesos las estrellas irán abandonando la galaxia y su parte central poco a poco se irá contrayendo. Las masas cercanas al centro irán cayendo al agujero negro. Al fin de cuentas en el lugar de lo que era una galaxia quedará un agujero negro de enorme masa que tragó los restos de las estrellas de la parte central de la galaxia, y un 90% de todas las estrellas se dispersará en el espacio. Este proceso de destrucción de las galaxias finalizará aproximadamente al cabo de 10^{19} años. Se comprende que para entonces todas las estrellas ya se habrán apagado y no tendrán el derecho de llamarse estrellas.

¿Qué pasará después?

Fue dicho en el capítulo 21 que en el futuro se desintegrarán todos los protones y neutrones. Este proceso se pronostica por las modernas teorías de la estructura de la materia. El tiempo de esta desintegración τ_d es mayor o igual a 10^{32} años. Adoptamos esta cifra para las futuras evaluaciones $\tau_d \approx 10^{32}$ años $\approx 3 \cdot 10^{39}$ s. El producto final de la desintegración de los protones son los positrones, fotones, neutrinos y también pares electrón-positrón.

Los neutrones que entran junto con los protones en la composición de los núcleos

complejos, también están expuestos a la desintegración, en forma similar al protón. Además, si como resultado de la desintegración del protón el núcleo se destruye dejando neutrones libres, estas partículas se desintegrarán en 15 minutos, como es sabido, en protones, electrones y antineutrinos. Así, pues, en el Universo se está operando un proceso —lento pero inexorable— de desintegración de la substancia y aproximadamente dentro de 10^{32} años toda la substancia quedará desintegrada por completo.

Pero aún mucho antes de que termine este período la desintegración de la substancia desempeñará un papel muy importante en el Universo. Los positrones que surgen al desintegrarse los nucleones, se aniquilan con los electrones de la substancia convirtiéndose en fotones, los cuales junto con los fotones que surgen directamente al desintegrarse los nucleones, calientan la substancia. Solamente los neutrinos y antineutrinos abandonan libremente la estrella y se llevan cerca de 30% de toda la energía. El proceso de desintegración mantendrá la temperatura de las estrellas y planetas muertos en un nivel aunque bajo, pero notablemente diferente del cero absoluto. No es difícil calcular esta temperatura. Ante todo calculemos a qué ritmo transcurre la liberación de la energía en una estrella de masa M a cuenta de la desintegración de los nucleones. Por unidad de tiempo se desintegra una masa

$\Delta M = M/\tau_d$ y también se libera una energía $\Delta E = c^2 \Delta M$. Cerca de 30% de esta energía es llevada por los neutrinos y queda un 70% para calentar la estrella. Conque, para el calentamiento de la estrella por unidad de tiempo se libera una energía

$$\Delta E_c = 0{,}7 \frac{c^2 M}{\tau_d}. \qquad (34.1)$$

Por otro lado, por unidad de superficie de la estrella, calentada hasta una temperatura T, se irradia por unidad de tiempo, de acuerdo con la ley de Stefan-Boltzmann, una energía $E = \sigma T^4$, siendo $\sigma = 5{,}7 \cdot 10^{-5}$ erg/(cm^2·s·K^4) la constante de Stefan-Boltzmann. De toda la superficie de una estrella con un radio R se irradia una energía

$$\Delta E_{\text{trr}} = \sigma T^4 \cdot 4\pi R^2. \qquad (34.2)$$

Toda la energía liberada por unidad de tiempo se irradia desde la superficie de la estrella. Igualando las expresiones (34.1) y (34.2) e introduciendo los valores numéricos de las constantes y los parámetros de la estrella (la masa y el radio) hallamos la temperatura de la superficie de la estrella. Así, para un enano blanco típico de una masa próxima a la del Sol ($M_\odot = 2 \cdot 10^{33}$ g) y con un radio $R = 10^4$ km la temperatura de la superficie resulta de cerca de 1 grado Kelvin; dentro de la estrella ésta es un tanto mayor. Los enanos blancos se enfrían por vía natural, siendo que su temperatura bastante elevada actual baja hasta

la temperatura de 1 grado Kelvin en 10^{17} años, y en lo sucesivo éstos conservan esta temperatura gracias a la liberación de la energía al desintegrarse la substancia dentro de ellos.

Las estrellas neutrónicas tienen un radio sólo de ~ 10 km, el área de su superficie es considerablemente menor que la de los enanos blancos, y por ello se enfrían peor a cuenta de la irradiación desde la superficie. Pero su masa es prácticamente la misma que la de los enanos blancos. La evaluación de la temperatura superficial con el mismo método que la de los enanos blancos arroja un valor de 30 K. Ellas se enfrían hasta esta temperatura durante 10^{19} años. Después de ello, durante 10^{32} años su temperatura no varía.

Así, pues, al cabo de $\tau_d = 10^{32}$ años toda la substancia se desintegrará por completo, y las estrellas y los planetas se convertirán en fotones y neutrinos.

Un destino un tanto diferente lo tiene la substancia diseminada en el espacio —el gas, el cual quedará después de destruirse las galaxias (por su masa éste puede constituir cerca de 1% de toda la substancia). También la substancia del gas se desintegra al cabo de τ_d años. No obstante, en este caso los positrones que se crean durante la desintegración ya no se aniquilarán con los electrones, puesto que a causa de la extrema rarefícación de la substancia la probabilidad de colisión del positrón y el electrón es muy pequeña. Como resultado

se forma el plasma electrónico-positrónico muy rareficado.

Por fin, recordemos que para ese entonces, o sea, al cabo de τ_d años, en nuestro Universo quedarán todavía los agujeros negros surgidos de estrellas de gran masa y los agujeros negros supermasivos formados en los centros de las galaxias. Más adelante hablaremos del destino de los agujeros negros.

¿Qué va a ocurrir en el Universo después de desintegrarse la substancia? En aquella lejana época en el Universo habrá fotones, neutrinos, plasma electrónico-positrónico y agujeros negros. El grueso de la masa estará concentrado en los fotones y neutrinos.

Con la expansión del Universo la imagen cambiará. Durante la expansión la densidad de la masa de la radiación (fotones y neutrinos, los que consideramos que no tienen masa en reposo) cae proporcionalmente a la distancia entre las partículas a la cuarta potencia y la densidad media de la materia en forma de plasma electrónico-positrónico y los agujeros negros, proporcionalmente a la distancia al cubo, es decir, con más lentitud que la radiación. Por ello dentro de $t = 10\tau_d \approx 10^{33}$ años la densidad de la materia ya se determinará principalmente por la masa concentrada en los agujeros negros, donde habrá mucha más masa que en el plasma electrónico-positrónico.

¡Pero tampoco son eternos los agujeros

negros! En el campo de gravitación cerca del agujero negro ocurre el nacimiento de partículas. En la proximidad de los agujeros negros con una masa del orden de las estrellas y mayor se crean, principalmente, cuantos de radiación. Este proceso conduce a la disminución de la masa del agujero negro que pasa paulatinamente a la radiación, en fotones, neutrinos y gravitones. Los agujeros negros «se evaporan». Este proceso es extremadamente lento. Un agujero negro con una masa de 10 masas del Sol se evaporará en 10^{69} años, y un agujero negro de enorme masa, diez mil millones mayor que la del Sol (semejantes agujeros negros existen, por lo visto, en los centros de las galaxias) se evaporará en 10^{96} años. Todos ellos se convertirán en radiación (es decir, en partículas sin masa en reposo). Y otra vez la radiación se convertirá en dominante por su masa en el Universo. Pero a consecuencia de la expansión del Universo, la densidad de la radiación, como ya se ha dicho, cae con más rapidez que la densidad del plasma electrónico-positrónico y dentro de 10^{100} años este plasma se convertirá en dominante. Así, pues, al cabo de 10^{100} años en el Universo prácticamente no quedará nada más que plasma electrónico-positrónico de ínfima densidad.

A primera vista la imagen de la evolución del Universo en un lejano futuro tiene un aspecto muy pesimista. Este cuadro de constante desintegración, degradación

y dispersión, recuerda en cierto sentido la muerte térmica.

Cuando nuestro Universo tenga 10^{100} años en el mundo quedarán tan solo electrones y positrones, con una densidad espantosamente ínfima, esparcidos por el espacio. Una partícula corresponderá a un volumen igual a 10^{185} volúmenes de todo el Universo hoy visible (!). ¿Significa eso que en el futuro se detendrán todos los procesos, no habrá movimientos activos de formas físicas de la materia, será imposible la existencia de algunos sistemas y, menos aún, de la razón en cualquier forma posible? ¡No, esta conclusión sería errónea!

Es verdad que desde nuestro punto de vista actual en el futuro todos los procesos serán extraordinariamente retardados. ¡Pero eso es desde nuestro punto de vista! Es que también las escalas espaciales en ese entonces serán inconmensurablemente más grandiosas de las actuales. Recordemos que en el comienzo de la expansión de «nuestro» Universo, cuando las temperaturas eran, por ejemplo, 10^{27}K y ocurrían los procesos de nacimiento de la substancia. transcurrían reacciones frenéticas que duraban 10^{-34} s y cuyas escalas eran de 10^{-24} cm. Desde el punto de vista de aquellos procesos los sucesos de hoy en «nuestro» Universo, incluyendo nuestra vida, es algo increíblemente prolongado en el espacio y sumamente lento. El Universo no tiene en cuenta nuestros gustos. En el futuro

la vida en «nuestro» Universo continuará, aunque en formas muy peculiares. Hay que notar que no se trata de todo el Universo, sino sólo de la parte visible de «nuestro» Universo (véase capítulo 32). En todo el Universo, en general, la vida de nuestro tipo, probablemente, existirá siempre, puesto que *siempre* habrá regiones de «nuestro» tipo con $\rho \sim 10^{-29}$ g/cm^3. Una de las conclusiones de la teoría de autorreposición del Universo, descrita en el capítulo 32, es que *siempre* existirán exponencialmente grandes regiones del Universo capaces de mantener la existencia de la vida de nuestro tipo.

Pero hay que tener en cuenta que por ahora hemos analizado únicamente una variante de nuestro Universo en eterna expansión.

Es probable que la densidad de la substancia en el Universo sea, a pesar de todo, mayor que el valor crítico. Entonces en el futuro la expansión de nuestro Universo cambiará por la contracción. Este Universo que se contrae volverá a convertirse en caliente y al fin de cuentas llegará al estado singular de la materia. En todo caso, si esto llega a ocurrir no será muy pronto, no será antes de decenas de miles de millones de años.

* * *

El análisis del futuro del Universo y el vaticinio en relación con ello del fu-

turo de la vida racional no es el problema que ahora queremos resolver. Sobre eso se han escrito otros libros.

Este libro trata sobre el nacimiento de «nuestro Universo». Hace unos cuantos lustros no sabíamos prácticamente nada sobre el mismo comienzo de nuestro mundo. Hoy comenzamos a comprender con seguridad los procesos más enigmáticos de la Naturaleza. Por ahora el hombre solamente ha comenzado a salir tras los límites de su cuna —el planeta Tierra. No podemos influir en el movimiento de los mundos. Mas el autor pertenece a esos optimistas extremos que creen en que los conocimientos que se logran sobre el Universo convertirán a la Humanidad en dioses que manejan con valentía el timón de la evolución de nuestro Universo.

«El sueño que vagamente acarician las investigaciones científicas humanas es, en esencia, poder dominar la energía básica —existente más allá de los límites de todas las propiedades atómicas y moleculares, respecto de la cual las demás fuerzas son adventicias— y, uniendo a todos, tomar en sus manos el timón del mundo y hallar el resorte mismo de la evolución. En la perspectiva de la noogénesis, el tiempo y el espacio realmente se humanizan o, más bien, se superhumanizan». (*P. Teilhard de Chardin*, 1938-1940).

Anexo

Cómo se mide el Universo

Cuando se resuelven problemas referentes a la estructura y la evolución del Universo, desempeña un papel determinativo, claro está, la medición de la distancia hacia las lejanas galaxias. En el capítulo 6 hemos visto que estas mediciones no sólo permiten determinar la distribución de la substancia en el espacio en grandes escalas, sino también determinan la constante de Hubble H_0. Esta magnitud nos revela la velocidad de expansión del Universo actualmente y su dinámica y permite calcular la edad del Universo. Conque, la constante de Hubble es la característica más importante del mundo. Además, el estudio de la distribución de la substancia en el Cosmos permite hallar la densidad media ρ, la que junto con H_0 determina las propiedades geométricas del espacio. Estas investigaciones permiten determinar si nuestro mundo es abierto o cerrado (véase capítulo 10).

Teniendo en cuenta la importancia de la medición de las distancias hasta los

objetos más lejanos en el Universo, en este anexo describiremos con más detalles cómo se miden las grandes distancias en la astronomía moderna, y cómo se prevé hacerlo en el futuro, a raíz del tempestuoso desarrollo de la técnica astronómica y, en primer lugar, del desarrollo de los métodos cósmicos de investigación utilizando satélites y naves cósmicas.

Veamos, ante todo, cómo se miden distancias bastante grandes en la Tierra. Existen dos métodos básicos. Es la radiolocalización y las mediciones con ayuda de telémetros. Empleando la radiolocalización se mide el tiempo entre el momento de enviarse una radioseñal dirigida y la captación de su reflejo del objeto. Conociendo la velocidad de difusión de la señal es fácil calcular la distancia hacia los objetos. Es posible hacer lo mismo utilizando el rayo laser.

En el otro método se emplea el telémetro. En este caso se mide el ángulo (lo llaman paralaje) del desplazamiento visible del objetivo en un fondo lejano, si el objetivo se observa desde distintos puntos que distan a distancia relativamente poca el uno del otro. La distancia entre los puntos se llama base de mediciones. Empleando cálculos trigonométricos simples se halla la distancia de la base hasta el objeto. Si el ángulo paraláctico π no es grande, entonces la distancia r es

$$r = d/\pi. \qquad \text{(A.1)}$$

siendo π el ángulo en radianes, d, la longitud de la base. El método ha recibido el nombre de trigonométrico. Es lógico que cuanto más larga es la base, tanto mayor es el paralaje (siendo invariable la distancia) y tanto más exactamente se puede medir la distancia. Los telémetros más simples están incorporados en las cámaras fotográficas y son bien conocidos.

Estos dos métodos son utilizados por los astrónomos para medir las distancias hasta los cuerpos del Sistema Solar. En este caso las distancias ya miden cientos y miles de millones de kilómetros. La dimensión máxima de la base con las mepiciones trigonométricas desde la superficie de la Tierra puede ser la longitud de su diámetro (cerca de 13 000 km).

Cuando se pasa a la medición de la distancia hasta las estrellas, ya es imposible utilizar la localización y el único método para la medición directa de la distancia es el trigonométrico.

En este caso como base se emplea el diámetro de la órbita terrestre. La medición del desplazamiento paraláctico de las estrellas se prolonga como mínimo seis meses, cuando la Tierra circundando el Sol se desplaza al lado opuesto de su órbita. Es verdad que la exactitud en este caso es menor que en caso de la medición simultánea (o prácticamente simultánea) desde ambos extremos de la base. La exactitud de medición de las paralajes de las estrellas con los astrógrafos desde la Tierra

asciende actualmente 0,005".

Hasta nuestros días se han medido las paralajes (y por ende, las distancias) de cerca de 10^4 estrellas, pero sólo de algunas centenas de las más cercanas se conocen con una exactitud de hasta 10%. En los próximos años se espera un considerable aumento de la exactitud de las mediciones (y de su cantidad) cuando se hayan realizado los programas de mediciones con ayuda del satélite «Hipparcos», de la Agencia Cósmica Europea y el telescopio cósmico Hubble (EE.UU.). Entonces sabremos con seguridad la distancia de las estrellas hasta 100 pc.

Pero incluso 100 pc es una distancia ínfima en las escalas de nuestro sistema estelar de la Galaxia, sin hablar ya de las distancias extragalácticas. Cien parsecs son sólo el uno por ciento de la distancia entre nosotros y el centro de la Galaxia.

Una distancia mayor de decenas de parsecs se mide utilizando el método de «candela estándar» (véase capítulo 6).La esencia de este método reside en lo siguiente. Si se conoce con seguridad la luminosidad del objeto L (cantidad de energía luminosa emitida por unidad de tiempo), comparándola con el brillo visible l, es posible calcular la distancia utilizando la dependencia

$$l = L_4/4\pi r^2. \qquad \text{(A.2)}$$

Se entiende que la dificultad radica en la determinación de L de cualquier objeto.

Estos objetos son llamados indicadores de distancia («candelas estándar»), y el hallazgo de L, calibrado de los indicadores.

Cuando se emplea la correlación (A.2), se debe recordar que el brillo de las estrellas se debilita no sólo por la gran distancia r, sino también porque el polvo en el espacio interestelar absorbe la luz. Los astrónomos han aprendido a determinar este debilitamiento adicional. En este caso ellos utilizan el fenómeno de que el polvo absorbe con más fuerza los rayos azules celestes que los rojos. Por ello, determinando el enrojecimiento de la luz de las estrellas es posible hallar el valor de la absorción de la luz por el polvo en el camino de la fuente hasta el observador.

Pasando a distancias cada vez más grandes se emplean diversos indicadores con una luminosidad cada vez mayor, como si se construyera un tipo de escalera de distancias cada vez mayores.

Un ejemplo típico de semejante cadena puede tener el siguiente aspecto.

Inicialmente se determina la distancia hasta una de las aglomeraciones de estrellas más cercana, las Híades. Esto se hace utilizando también una versión del método trigonométrico, la cual aquí no describiremos. La distancia hasta las Híades resulta cerca de 45 parsecs.

Luego, conociendo la distancia r y el brillo visible de las estrellas l de la aglomeración, se halla la luminosidad de sus estrellas L utilizando la fórmula (A.2).

En las aglomeraciones parecidas a las Híades la luminosidad de las estrellas L está relacionada con su color: cuánto más brillo tiene la estrella (mayor L), tanto más celeste es. Ahora se conoce la dependencia color-luminosidad de las estrellas de la aglomeración. Observando otra aglomeración lejana, la distancia hasta la cual es desconocida, es posible por el color de las estrellas y la dependencia establecida por las Híades color-luminosidad, hallar L de las estrellas correspondientes. Ahora es fácil determinar por la fórmula (A.2) la distancia hasta esa aglomeración.

De forma similar se determina la distancia hasta todas las aglomeraciones en la Galaxia. En algunas aglomeraciones se hallan estrellas pulsátiles variables —las cefeidas. Conociendo la distancia hasta estas aglomeraciones se determina la luminosidad L de las cefeidas, en otras palabras, éstas se calibran. Ya conocemos (véase capítulo 6) que los períodos de variación del brillo de las cefeidas está ligado con su luminosidad media por período. Por ello, después del calibrado indicado, sabremos a qué período de la cefeida le corresponde esta u otra luminosidad media L. Los períodos de las cefeidas se miden fácilmente con las observaciones. Por ello las cefeidas sirven de excelentes indicadores de las distancias. Estas estrellas son muy brillantes y se ven inclusive en otras galaxias (claro, sólo en las más cercanas). Las llaman indicadores de distancia primarios. Las ce-

feidas permitieron calcular las distancias hasta las galaxias más cercanas. Las etapas siguientes de las mediciones de distancias hasta las galaxias cada vez más lejanas con la utilización de indicadores de distancias secundarios (las estrellas más brillantes en las galaxias o los acúmulos estelares esféricos más brillantes alrededor de las galaxias), los indicadores de tercer orden (las galaxias más brillantes en las aglomeraciones o los destellos de las estrellas supernuevas en galaxias lejanas), se describen brevemente en el capítulo 6.

Además de los indicadores descritos arriba, es posible emplear otros.

Así, por ejemplo, fue establecido que en diferentes galaxias las dimensiones de las nubes de gas de hidrógeno ionizado tienen aproximadamente iguales dimensiones lineales. Comparando estas dimensiones con su diámetro angular visible, es posible también calcular la distancia.

Todos los métodos enumerados nos permiten al final de esta larga escalera que conduce a la profundidad del Universo, medir distancias de hasta mil millones de años luz.

En los últimos años también aparecieron nuevos métodos para determinar las distancias, basados en un calibrado más estricto de las «candelas estándares».

Resultó que existe una dependencia entre la luminosidad de toda la galaxia L y el ancho de la radiolínea espectral emitida por el hidrógeno neutro (con longitud de

onda de 21 cm). El ancho de la línea en el espectro se determina por el efecto Doppler de la variación de la frecuencia durante el movimiento de las nubes de hidrógeno en la galaxia. Cuanto mayor es la masa de la galaxia, tanto mayores son las fuerzas de gravitación y mayores las velocidades de movimiento de las nubes de hidrógeno, las que acarrean el ensanchamiento de la línea espectral. Por otro lado, cuanto mayor es la masa, tanto mayor es la luminosidad de la galaxia L. Con ello se explica la dependencia L-ancho de la línea 21 cm, hallada por los astrofísicos R. Tully y J. Fisher. Midiendo el ancho de la línea del hidrógeno neutro se halla la luminosidad L de la galaxia y luego por la fórmula (A.2) también la distancia hasta ella.

Se dispone de otros métodos para determinar la luminosidad L de las galaxias u otros objetos brillantes en ellas. A pesar del enorme trabajo realizado por los astrónomos, los errores en las mediciones de las distancias, las que superan una decena de millones de parsecs, son grandes aún y es fácil errar en dos veces.

Por fin, para los objetos más lejanos (galaxias, quasares) para la evaluación de las distancias, se emplea la ley de expansión del Universo de Hubble (véase capítulo 6):

$$v = H_0 r. \qquad (A.3)$$

Midiendo el corrimiento hacia el rojo z, se calcula la velocidad v (véase (6.1)),

y luego por (A.3) se halla *r*. Mas recordamos que aún no hemos determinado el coeficiente H_0 en (A.3) con la precisión hasta un multiplicador 2. De aquí provienen los inevitables errores en las mediciones de las distancias. Además, las galaxias y los quasares pueden tener también velocidades aleatorias fuera de las velocidades ligadas con la expansión general del Universo. Esta es una fuente adicional de errores al calcular las distancias con este método.

En un futuro la situación con las mediciones de las distancias extragalácticas debe mejorar considerablemente. Como ya se ha dicho, esta esperanza está relacionada con los nuevos programas cósmicos.

En un futuro próximo los estadounidenses planean lanzar a la órbita terrestre un telescopio cósmico con un espejo de 2,4 m de diámetro. Este espejo permitirá obtener imágenes de calidad muy elevada y efectuar investigaciones en toda la gama de longitudes de ondas desde la lejana zona ultravioleta hasta la lejana infrarroja del espectro. Y tiene un valor importantísimo el hecho de que el telescopio operará fuera de la atmósfera terrestre, la que dificulta en grado elevado las mediciones exactas desde la superficie de la Tierra.

El telescopio Hubble permitirá observar directamente las cefeidas no sólo en las galaxias más próximas a nosotros, sino también en las galaxias que forman parte de la aglomeración en la constelación de la Virgen. Esta aglomeración se

halla a una distancia diez veces mayor respecto de nosotros que las grandes galaxias más próximas. Las fotografías de las cefeidas en esta aglomeración de galaxias se podrán obtener con una duración de la exposición de 50 minutos.

Las cefeidas sirven de indicadores de distancias muy fiables y permitirán medir la distancia hasta la aglomeración en la constelación de la Virgen con una exactitud del 10%. El conocimiento de esta distancia permitirá determinar con la misma exactitud la constante de Hubble y, como resultado, determinar con bastante seguridad la edad del Universo.

La observación en el telescopio cósmico permitirá también aumentar la escala de mediciones de las distancias en la profundidad del Universo.

Muchos proyectos cósmicos importantes se desarrollan en la URSS para el estudio del lejano Cosmos en el Instituto de Investigaciones Cósmicas, bajo la dirección del académico R. Sagdeev. Aquí expondremos uno de estos proyectos.

Los astrofísicos no pueden estar satisfechos del todo con la precisión de las mediciones que brindará el telescopio Hubble. Estas observaciones no ayudarán a resolver todos los problemas de la cosmología. Así, probablemente, no se logrará determinar si la densidad media de la substancia en el Universo es mayor que la densidad crítica o no, puesto que para ello se requerirá una mayor exactitud de mediciones.

Un paso importanto en la medición de las profundidades del Universo es posible hacerlo utilizando en la astronomía extragaláctica el método de paralaje trigonométrica.

Pero ¿comó es posible llevarlo a cabo? Es que para eso hay que aumentar la sensibilidad del método en millones de veces. Mas, a pesar de todo, en un futuro eso será posible. En los años 70 los radioastrónomos N. Kardashev, Yu. Pariiski y N. Umarbáeva mostraron que el telémetro cósmico constituido de tres o más radiotelescopios, ubicados en el espacio a varios cientos de millones de kilómetros (del orden del diámetro de la órbita terrestre) permitirá medir el desplazamiento paraláctico con una precisión de hasta 10^{-10} de segundo angular. Ello significa que será posible medir una distancia de hasta varios mil millones de parsecs, o sea hasta el confín del Universo visible. En este caso, en esencia se podrá realizar la triangulación de la parte visible del Universo, de forma similar a como fue realizada hace siglos la triangulación de la Tierra. Será posible elaborar no sólo un mapa detallado de disposición de los objetos más lejanos y determinar su movimiento, sino también será posible medir la curvatura del espacio tridimensional (véase capítulo 10), en forma similar a como la triangulación permitió medir la curvatura de la superficie terrestre y determinar la dimensión del globo terrestre. Este mismo interferómetro cósmico permitirá «obser-

var» en los radiohaces los detalles más pequeños de los núcleos de las galaxias y los quasares a distancias de centenas de millones de parsecs.

Es cierto que hasta la realización completa de de este proyecto aún hay un largo trecho, y para recorrerlo habrá que cumplir varios programas preliminares de menor escala. El primer paso hacia ese objetivo es el programa «Radioastrón». Este programa prevé la puesta en órbita, en los próximos dos lustros, de un radiotelescopio cósmico que funcionará con una longitud de onda de 1,4 cm a 1 m y será dotado de una antena de 10 m de diámetro. Este instrumento junto con los radiotelescopios en Tierra compondrán el interferómetro con una base de millones de kilómetros. El peso del telescopio cósmico es aproximadamente 1,5 toneladas. Ya en el lustro siguiente se prevé la creación de un instrumento similar que funcionará también en longitud de ondas milimétricas. La etapa que le sigue (la tercera) del proyecto es el lanzamiento de un radiotelescopio cósmico de 30 m de diámetro y 20 toneladas de peso, que funcionará con una longitud de onda de la gama decimétrica a la milimétrica.

Ya la realización de las primeras etapas del proyecto permitirá determinar las distancias hasta otras galaxias con el método trigonométrico, midiendo la separación de las coronas de las estrellas supernuevas, evitando todas las indeterminaciones relacionadas con la utilización del

método de «candela estándar», ocasionadas por la dificultad de calibrado de estas «candelas» y el hecho de que éstas no son tan «estándares», es decir, un objeto a pesar de todo se diferencia considerablemente de otro por su luminosidad.

Cuando se conviertan en realidad los proyectos arriba examinados, los astrofísicos podrán juzgar con mayor precisión sobre las escalas del Universo en el espacio y el tiempo.

A NUESTROS LECTORES:

Mir edita libros soviéticos traducidos al español, inglés, francés, árabe y otros idiomas extranjeros. Entre ellos figuran las mejores obras de las distintas ramas de la ciencia y la técnica, manuales para los centros de enseñanza superior y escuelas tecnológicas, literatura sobre ciencias naturales y médicas. También se incluyen monografías, libros de divulgación científica y ciencia-ficción.

Dirijan sus opiniones a la Editorial Mir, 1 Rizhski per., 2, 129820, Moscú, I-110, GSP, URSS.

A. Sazánov

EL MUNDO TETRADIMENSIONAL DE MINKOWSKI

En el libro se ofrece, en forma accesible, la interpretación geométrica de la teoría especial de la relatividad, propuesta por German Minkowski 80 años atrás.

En el primer capítulo se exponen las nociones de álgebra lineal, necesarias para asimilar los conceptos de espacio lineal abstracto y su variedad —el espacio euclidiano— y para saber distinguir las propiedades lineales y métricas del espacio.

El segundo capítulo contiene las nociones del número complejo; en el mismo se aclara la relación existente entre los números complejos y el plano seudoeuclidiano y se exponen sus propiedades. El tercer capítulo contiene la descripción de la interpretación geométrica de la teoría especial de la relatividad en el marco del espacio seudoeuclidiano bidimensional; se subraya que el carácter relativo de los intervalos de tiempo, las distancias y la masa encubre la invariación de las características determinadas del mundo material en el espacio seudoeuclidiano. Se expone el criterio de que, partiendo del modelo del mundo propuesto por Minkowski, se pueden obtener, como corolario, no sólo todos los efectos relativistas, sino también los dos postulados de Einstein. En el cuarto y quinto capítulos del libro se examinan el espacio tridimensional y el tetradimensional con propiedades métricas seudoeuclidianas; se muestra que el mundo que consta de las líneas mundiales en el espacio tetra dimensional de Minkowski, debe representarse como un mundo de puntos materiales sumergidos en el espacio tridimensional.

V. Brodianski

MÓVIL PERPETUO EN EL PRESENTE Y EN EL FUTURO

Basándose en el examen y análisis de los proyectos de las distintas variantes del «móvil perpetuo» se narra sobre la importancia para la técnica moderna de las dos leyes fundamentales de la Naturaleza: la primera y la segunda leyes de la termodinámica. Se muestra la inutilidad de los intentos de «pasar por alto» estas leyes, independientemente de la complejidad de las teorías y los dispositivos que se ofrecen para ello. Se examinan los métodos modernos de estudio de las posibilidades de ejecución de distintos dispositivos de transformación de la energía.

Se recomienda al más amplio círculo de lectores interesados por la historia de la técnica y sus problemas actuales.

L. Vorobiov

TEORÍA DE LA RELATIVIDAD EN PROBLEMAS

Los fundamentos físicos de la teoría de la relatividad, su cinemática y las leyes relativistas de conservación están representados en este libro en forma mutuamente relacionada con problemas y acompañados por un análisis. Para su comprensión son suficientes los conocimientos que abarca el programa escolar. Muchos problemas son originales y están vinculados a la práctica científica y están enfilados a los fenómenos reales de la Naturaleza. La sencillez de los métodos combinada con el sentido investigador condiciona la coparticipación activa y permite al lector obtener individualmente los resultados básicos.

Se recomienda a escolares y profesores de secundaria y de escuelas de peritaje, estudiantes de institutos pedagógicos, así como a autodidactas.

Durante los últimos años la cosmología se acercó a la solución de los problemas grandiosos que hasta hace poco eran inalcanzables para las investigaciones profundas. ¿Por qué el Universo empezó a expansionarse? ¿Mediante qué procesos, en el momento inicial de la expansión, se explican las asombrosas propiedades del Universo? ¿Por qué en el Universo existe la materia? ¿Existen o no otros Universos? ¿Qué había antes de comenzar la "Gran explosión"? Y, finalmente, ¿por qué el Universo es tal como lo observamos hoy? ¿Cómo terminará la "Gran explosión" que observamos?
El lector encontrará las respuestas a todas estas preguntas en el presente libro.

ISBN 5-03-000688-5